



Génération de peignes de longueurs d'ondes à haut débit pour les télécommunications optiques.

Alexandra Lagrost

► To cite this version:

Alexandra Lagrost. Génération de peignes de longueurs d'ondes à haut débit pour les télécommunications optiques.. Optique [physics.optics]. Université Rennes 1, 2010. Français. NNT : 2010REN1E001 . tel-00656651

HAL Id: tel-00656651

<https://theses.hal.science/tel-00656651>

Submitted on 4 Jan 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne

pour le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES I
Mention : Physique

École Doctorale : Sciences de la Matière
présentée par

Alexandra LAGROST

préparée à l'unité de recherche FOTON CNRS UMR 6082
Équipe FOTON-ENSSAT/GPL
ENSSAT

Génération de
peignes de lon-
gueurs d'ondes
à haut débit
pour les té-
lécommunica-
tions optiques.

Thèse soutenue à Lannion
le 28 mai 2010
devant le jury composé de :

Liam Barry
Professeur à l'Université de Dublin / *Examineur*
Yves Jaoun
Professeur à Télécom Paris Tech / *Rapporteur*
Guy Millot
Professeur à l'Université de Bourgogne / *Rapporteur*
Guang Hua Duan
Ingénieur à Alcatel Thales III-V Lab / *Examineur*
Pascal Basnard
Professeur à l'Université de Rennes 1 / *Directeur*
Thierry Chartier
Maître de conférences, HDR / *Co-directeur*

Il faut toujours se réserver le droit de rire le lendemain de ses idées de la veille.
Napoléon Bonaparte.

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse Pascal Besnard qui m'a encadré durant ses travaux de thèse en plus de ses nombreuses responsabilités. J'adresse aussi mes remerciements à mon co-directeur Thierry Chartier. Il a su me donner l'envie de continuer dans le domaine de la recherche lors de mon stage de master. Il m'a notamment fait partager son expérience et sa connaissance des lasers à fibre.

Je voudrais ensuite remercier les membres du jury :

- Yves Jaouen, professeur à Télécom Paris, qui a accepté d'être rapporteur de mon travail
- Guy Millot, professeur à l'Université de Bourgogne qui a également accepté d'être rapporteur de mon travail,
- Guang Hua Duan, ingénieur Alcatel Thalès III-V lab,
- Liam Barry, Professeur à l'université de Dublin.

Je tenais ensuite à remercier particulièrement Sophie LaRochelle pour son accueil lors de mes deux séjours au sein du COPL de l'université Laval à Québec. Pour des raisons personnelles, elle n'a pas pu assister à la soutenance mais elle a grandement contribué à l'avancée de mes travaux. Elle a su m'intégrer à son équipe de recherche et m'a fait partager sa grande expérience dans les réseaux de Bragg. J'en profite aussi pour remercier l'Université Européenne de Bretagne dont la bourse m'a permis d'organiser mon second séjour à Québec.

Mes remerciements vont également à toute l'équipe de Persyst, en particulier Mathilde Gay et Laurent Bramerie, qui m'a permis de travailler avec leur équipement. Un grand merci à Marcia pour son aide et sa collaboration sur de nombreuses expériences. Toujours disponible et motivée, elle a su trouver du temps pour m'aider à mener mes travaux à leur terme.

Je tiens aussi à remercier les personnes gérant les problèmes techniques : que ce soient les secrétaires du laboratoire Réjane LeRoy, Danielle Graviou et Nelly Vaucelle pour leur efficacité à la gestion des missions, Catherine Delen à la scolarité et les personnes du service technique en particulier Michel Guillou, Stéphane Chehayed et Henry l'Her.

Je ne peux oublier de remercier mes collègues du bâtiment E (un peu isolé du reste du laboratoire) avec qui j'ai pu partager des moments de détente autour d'un café Jean-François Hayau, Quoc-Thai Nguyen, Stéphane Trebaol, Yohann Leguillon, Ana Stoita, Hao Zhenyu, Hey Tow Kenny, Lei Xiao. Je remercie aussi toutes les personnes du laboratoire pour leur amitié et leur aide au cours de ces trois années de thèses : Frédéric Ginovart, Thanh-Nam Nguyen, Olivier Vaudel, Gwenaëlle Girault, Le Quang Trung, Ngo Minh Nguyet, Yannick Dumeige, Patrice Feron, Azar Maalouf, Hind Mahé, Monique Thual, Jean-Marc Goujon et Jean-Claude Simon sans qui le laboratoire ne serait pas ce qu'il est.

Enfin, je souhaite remercier les personnes extérieures au monde de la recherche avec

qui j'ai partagé des moments de détente Fabia, Nolwenn, Elodie, Richard, Pejman, Marvin, Matthieu... Un merci particulier à ma famille et à Pierre pour m'avoir toujours soutenue.

Glossaire

AO-FDCR	All Optical Frequency Down-Conversion Clock Recovery, 109
BER	Bit Error Rate, 105
CFBG	Chirped Fiber Bragg Grating, 81
CLEO	Conference on Lasers and Electro Optics, 96
COPL	Centre Optique Photonique et Laser, 55
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier, 87
ESNL	Equation de Schrödinger non-linéaire, 24
ETDM	Electric Time Domain Multiplexer, 106
ISL	Intervalle Spectral Libre, 13
JNOG	Journées Nationales d'Optique Guidée, 51
Laser	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, 7
LPN	Laboratoire Photonique et Nanostructures, 43
MZI	Mach-Zehnder Interferometer, 110
NOLM	Nonlinear Optical Loop Mirror, 21
OFC	Optical Fiber Communication conference, 103
PRBS	Pseudo Random Binary Sequence, 110
QD-FP-MLLD	Quantum Dash Fabry Perot Mode Locked Laser, 80
RNLP	Rotation Non-Linéaire de Polarisation, 19
SC	Semi-Conducteurs, 27
SESAM	Semiconductor Saturable Absorber Mirror, 43
SMF	Single Mode Fiber, 31

SOA	Amplificateur Optique à Semi-conducteurs, 89
SSF	Split-Step Fourier, 25
TEB	Taux d'Erreur Binaire, 105

Table des matières

Remerciements	v
Sigles, symboles et acronymes	vii
Table des matières	x
Table des figures	xv
Introduction	1
I Les lasers impuls ionnels	5
Introduction à la première partie	7
1 État de l’art et introduction aux lasers impuls ionnels	9
1.1 Historique et principe du blocage de modes	9
1.1.1 Travaux antérieurs sur le blocage de modes	9
1.1.2 La fibre dopée	11
1.1.3 Théorie du blocage de modes	12
1.2 Techniques de blocage de modes	14
1.2.1 Les lasers à blocage de modes actif	15
1.2.2 Les lasers à blocage de modes passif	17
1.2.2.1 La rotation non-linéaire de polarisation	19
1.2.2.2 Le laser à absorbant saturable	21
1.2.2.3 Le laser à configuration NOLM	21
1.2.3 Autres techniques	22
1.2.4 Utilisation des lasers impuls ionnels	24
1.3 Modélisation	24
1.3.1 Equation de propagation	24
1.3.2 Méthode de résolution	25
1.4 Les lasers semi-conducteurs	26
1.4.1 Caractérisation des impuls ions	27
1.4.1.1 Largeur d’impuls ions	27
1.4.1.2 Le « chirp »	27
1.4.1.3 La gigue temporelle	28
1.4.2 Les lasers à boîtes et bâtonnets quantiques	28
1.4.2.1 Bref historique sur les lasers SC à blocage de modes	28
1.4.2.2 Matériau à bâtonnets quantiques	29

1.5	Conclusion	30
2	Le régime solitonique	31
2.1	Théorie du soliton	31
2.1.1	Paramètres de dispersion	31
2.1.2	Paramètres d'un soliton	32
2.1.3	Caractéristiques spectrales	32
2.2	Configuration expérimentale	33
2.2.1	Schéma de cavité	33
2.2.2	Pertes dans la cavité	34
2.3	Traces caractéristiques de ce régime de fonctionnement	36
2.3.1	Bandes latérales	36
2.3.2	Régimes dynamiques	38
2.3.3	Optimisation de la cavité	38
2.4	Observation d'un régime intermittent	39
2.4.1	Spectre à double composante et impulsions fines	39
2.4.2	Les 3 phases de ce régime	39
2.5	Conclusion	40
3	Le régime multi-impulsionnel	43
3.1	Présentation des principaux composants	43
3.1.1	L'absorbant saturable	43
3.1.2	Le miroir à boucle	45
3.1.3	La fibre dopée erbium	45
3.2	Schéma expérimental	46
3.3	Caractéristiques du fonctionnement multi-impulsionnel	47
3.4	Nombre d'impulsions	49
3.4.1	Simulation et calcul	49
3.4.2	Evolution en fonction de la puissance de pompe	49
3.5	Une interprétation du régime d'impulsions liées	51
3.6	Compression d'impulsions	52
3.7	Conclusion	53
	Conclusion de la première partie	55
II	Obtention de forts taux de répétition par filtrage spectral	57
	Introduction à la seconde partie	59
4	Utilisation des réseaux de Bragg comme filtre multi-raies spectral	61
4.1	Historique	62
4.2	Modèle du réseau de Bragg	62
4.2.1	La théorie des modes couplés	62
4.2.2	Solution analytique à la théorie des modes couplés	65
4.2.3	Méthodes de résolution numérique	66
4.3	Fabrication des réseaux	68
4.3.1	Le montage à masque de phase	68
4.3.2	Hydrogénisation des fibres	70

4.3.3	Vieillessement des réseaux	70
4.4	Les différents types de réseaux	71
4.4.1	Les réseaux uniformes	71
4.4.2	Les réseaux apodisés	72
4.4.3	Les réseaux à pas variables	72
4.4.4	Les réseaux à saut de phase	73
4.5	Filtrage en cavité laser à blocage de modes passif	74
4.5.1	Différents types de réseaux réalisés	74
4.5.1.1	Les réseaux uniformes	74
4.5.1.2	Les réseaux superposés	75
4.5.1.3	Les réseaux chirpés	75
4.5.2	Résultats expérimentaux	77
4.6	Filtrage spectral d'un laser à blocage de modes actif	80
4.6.1	Présentation des composants	80
4.6.1.1	Le laser à bâtonnets quantiques	80
4.6.1.2	Les réseaux de Bragg	81
4.6.2	Principe des points de température	83
4.7	Conclusion	85
5	Génération d'horloge par filtrage spectral	87
5.1	Horloge à 170,8 GHz par filtrage avec les réseaux de Bragg	87
5.1.1	Première configuration expérimentale	87
5.1.2	Amélioration du système	89
5.2	Génération d'horloge à 341,6 GHz	93
5.2.1	Quelques mots sur les nouveaux réseaux	93
5.2.2	Configuration expérimentale	94
5.2.3	Résultats obtenus	94
5.3	Limites du procédé de filtrage	96
5.4	Extension de la méthode à l'aide d'un filtre programmable	97
5.4.1	Présentation du procédé de filtrage	97
5.4.2	La sélection de 2 raies lasers	99
5.4.3	La sélection de 3 raies lasers	99
5.4.4	Sélection supérieure à 3 raies lasers	101
5.4.5	Comparaison des résultats avec et sans compensation de dispersion	101
5.4.6	Résultats expérimentaux pour la génération Terahertz	102
5.5	Conclusion	103
6	Analyse de la stabilité d'horloge et récupération d'horloge	105
6.1	Mesure du taux d'erreurs	105
6.1.1	Principe de la mesure	106
6.1.2	Résultats de la mesure pour l'horloge à 170,8 GHz générée avec les réseaux de Bragg	107
6.1.3	Résultat pour des horloges générées à l'aide du filtre programmable	107
6.2	Récupération d'horloge	108
6.2.1	Présentation de l'expérience	108
6.2.1.1	Génération d'un train impulsif accordable	108
6.2.1.2	Division de fréquences	110
6.2.1.3	Analyse de l'horloge	111

6.2.2	Résultats expérimentaux	111
6.2.3	Environnement du système	113
6.3	Conclusion	115
Conclusion de la seconde partie		117
III Perspectives et conclusion		119
7	Perspectives	121
7.1	La génération d'horloge Terahertz	121
7.1.1	La visualisation	121
7.1.2	La caractérisation	121
7.2	Sur les lasers à blocage de mode passif	122
7.2.1	Utilisation des fibres fortement non-linéaire	122
7.2.1.1	La voie guide d'onde : les fibres microstructurées	122
7.2.1.2	La voie matériau	123
7.2.2	Couplage avec une micro-sphère	124
7.3	Simulation	125
7.3.1	Modélisation de la cavité laser	125
Conclusion de la troisième partie		127
A	Chirp et paramètre de couplage phase-amplitude dans les lasers à semi-conducteurs	133
A.1	Dynamique de gain	133
A.2	Facteur de couplage phase amplitude	133
A.3	Chirp et largeur d'impulsions	134
B	Simulation de la propagation dans une cavité laser	137
B.1	Equations couplées	137
B.2	Résolution	138
B.2.1	Principe	138
B.2.2	Runge-Kutta d'ordre 2	139
B.3	Méthode de résolution numérique	139
B.4	Valeurs des paramètres	140
C	Compression d'impulsions	143
C.1	But	143
C.2	Méthodologie	143
C.3	Simulation	143
C.3.1	Programme utilisé	143
C.3.2	Interprétation des résultats	144
Bibliographie		152

Table des figures

1.1	Longueurs d'onde d'émission obtenues avec différents ions de terre rare . . .	11
1.2	Niveaux énergétiques de l'ion erbium.	12
1.3	Configurations possibles d'une cavité laser.	13
1.4	Intensité d'un laser à mode bloqué en fonction du temps	15
1.5	Laser à blocage de modes actif	16
1.6	Principe du mode-locked actif.	17
1.7	Principe du mode-locked passif.	18
1.8	Courbe de réponse non-linéaire d'un absorbant saturable	19
1.9	Schéma de principe de la technique de verrouillage de modes par rotation non linéaire de polarisation	20
1.10	Laser à absorbant saturable semiconducteur	21
1.11	Laser en figure en huit	22
1.12	Dynamique du fonctionnement Q-switch	23
1.13	Représentation schématique de la méthode split-step Fourier	26
1.14	Structure du laser à bâtonnets quantiques.	29
2.1	Spectre présentant des résonances de Kelly.	34
2.2	Présentation de la cavité en anneau.	35
2.3	Spectre laser.	36
2.4	Profil d'autocorrélation du soliton.	37
2.5	Relevé de la position des bandes latérales.	37
2.6	Trace d'autocorrélation d'un régime solitonique présentant un piédestal. . .	38
2.7	Spectre caractéristique de ce régime.	39
2.8	(a) Vue générale du fonctionnement du laser (b) Zoom sur une séquence. . .	40
2.9	(a) Relaxation du laser (b) Enveloppe contenant toutes les impulsions. . . .	40
3.1	Représentation des couches de l'absorbant saturable	44
3.2	Représentation schématique du miroir à boucle	45
3.3	Caractéristiques de la fibre dopée erbium utilisée.	46
3.4	Schéma de la cavité linéaire.	47
3.5	Profil d'autocorrélation.	48
3.6	Spectre à forte puissance de pompe.	48
3.7	Simulation d'un train de 16 impulsions et de sa trace d'auto-corrélation. . .	50
3.8	Evolution du train impulsif en fonction de la puissance de pompe. . . .	50
3.9	Evolution de la largeur de l'impulsion en fonction de la longueur de fibre. .	53
3.10	Trace d'auto-corrélation de l'impulsion initiale et de l'impulsion compressée.	54
4.1	Principe du réseau de Bragg	61

4.2	Montage à balayage de masque de phase.	69
4.3	Classification des réseaux de Bragg.	71
4.4	Représentation schématique d'un réseau échantillonné.	73
4.5	Configuration d'utilisation pour les réseaux uniformes.	74
4.6	Spectre du réseau superposé.	75
4.7	Spectre d'un réseau chirpé.	76
4.8	Spectre d'un réseau chirpé.	77
4.9	Présentation des différentes configurations lasers utilisant les réseaux de Bragg.	78
4.10	Exemple de spectre présentant les deux pics filtrants.	78
4.11	Traces temporelles caractéristiques du Q-switch obtenues avec un réseau de Bragg superposé.	79
4.12	Photo du module du laser Fabry-Perot.	80
4.13	Spectre du laser Quantum Dash.	81
4.14	Trace temporelle des impulsions en sortie de la source avant et après filtrage.	82
4.15	Spectre du réseau de Bragg avant et après application des points de température	83
4.16	Photo du montage créant le filtre spectral	84
5.1	Configuration expérimentale de la génération d'horloge.	88
5.2	Spectre optique obtenu en sortie du montage.	88
5.3	Trace temporelle de l'horloge obtenue après filtrage des raies résiduelles.	89
5.4	Spectre obtenu après amplification et filtrage des raies secondaires.	90
5.5	Configuration expérimentale de la génération d'horloge.	91
5.6	Spectre optique obtenu en sortie du montage après le SOA.	92
5.7	Profil temporel de l'horloge obtenu avant et après insertion d'un SOA.	92
5.8	Spectre du réseau de Bragg après passage dans le four.	93
5.9	Configuration expérimentale de la génération d'horloge haut-débit.	94
5.10	Spectre en sortie du réseau.	95
5.11	Forme temporelle et spectre correspondant de l'horloge générée.	96
5.12	Configuration expérimentale réalisée.	98
5.13	Forme temporelle et spectre correspondant de l'horloge générée.	98
5.14	Formes temporelles de 4 horloges générées à différentes fréquences.	99
5.15	Formes temporelles de 2 horloges avec sélection de trois raies spectrales à (a) 170,8 GHz et (b) 341,6 GHz.	100
5.16	Comparaison des formes temporelles d'une horloge générée à 341,6 GHz selon la polarisation.	101
5.17	Formes temporelles des horloges à 170,8 GHz pour une sélection croissante de raies lasers.	102
5.18	Comparaison des largeurs à mi-hauteur d'impulsions suivant le type de sélection spectral.	102
5.19	Spectre optique et trace d'autocorrélation obtenue pour une fréquence de 1,2 THz.	103
6.1	Principe de la mesure du taux d'erreur binaire pour la référence.	106
6.2	Principe de la mesure du taux d'erreur binaire pour l'horloge générée.	106
6.3	Diagramme de l'oeil obtenu après codage de l'horloge à 42,5 Gbit/s.	107
6.4	Résultats de la mesure du taux d'erreur binaire	108
6.5	Schéma expérimental de la division de fréquences.	109
6.6	Schéma expérimental du bloc de génération de train impulsif de fréquences accordables.	109

6.7	Schéma expérimental du bloc de division de fréquences.	110
6.8	Schéma expérimental du bloc d'analyse.	111
6.9	Spectre et trace temporelle pour 3 taux de répétition différents : 42,7, 170 et 427 GHz	112
6.10	Résultats de la mesure du taux d'erreur binaire	113
6.11	Schéma expérimental du test de la récupération d'horloge.	114
6.12	Résultats de la mesure du taux d'erreur binaire	114
7.1	Quelques structures de fibre microstructurées.	123
7.2	Photo d'une micro-sphère de 480 μ de diamètre	125
C.1	Résultats des simulations pour la compression d'impulsions.	144

Introduction

Le laser fête aujourd'hui ses cinquante ans d'existence. C'est en effet en 1960 que ce concept de source lumineuse cohérente fait son apparition. Sa technologie est aujourd'hui mature et ses applications sont extrêmement variées. En effet, son usage fait partie intégrante de notre vie quotidienne. On le retrouve par exemple à la fois au supermarché (lecteur de code-barre), à l'hôpital (chirurgie, dermatologie...), dans les industries (découpage, scan-nage...) mais aussi sous différentes formes dans nos maisons (lecteur CD, pointeur laser, ...). Pourtant qu'il soit à gaz, solide, semi-conducteurs ou à fibre, les lasers font toujours partie intégrante de la recherche.

Un des domaines très actif concerne les sources impulsionnelles. Elles ont de multiples capacités et la recherche est menée autour de différents objectifs : augmenter le débit du train d'impulsions, atteindre de forte énergie, obtenir des durées d'impulsions les plus faibles possibles et générer des peignes de longueurs d'onde stabilisées. Au cours des dernières années, on a exploité ses sources dans de nombreuses applications, telles que la microscopie optique, le stockage de données, les communications optiques ou la découpe de matériaux. Des sources lasers commerciales impulsionnelles avec de très bonnes performances existent actuellement.

Les transmissions haut-débits nécessitent des sources picosecondes cadencées à des taux de répétitions de l'ordre de quelques GHz ou dizaines de gigahertz. Ainsi, pour les applications dans le domaine des télécommunications, on cherche à augmenter le débit des sources lasers impulsionnels afin de transporter un maximum d'informations en un temps limité. Par exemple, 10 Gbits/s est un débit standard pour les liaisons longues distances de type transatlantique. Un débit de 40 GBit/s est maintenant atteint, le 100 Gbits/s est à l'étude, on parle du 400 Gbits/s. Le principe le plus couramment utilisé dans cet objectif est la technique de blocage de modes actif ou passif.

L'objectif de ma thèse était de générer un peigne de longueurs d'onde pour être utilisé dans des systèmes de transmission optique à haut débit (> 100 Gbits/s). Au laboratoire Foton, une thématique s'est développée depuis 2003 autour des fibres fortement non linéaires. Une partie de ma thèse devait s'inscrire dans cette thématique avec la réalisation de sources lasers à fibre impulsionnels à 160 Gbits/s. En effet, la technologie récente des fibres optiques

microstructurées a permis d'augmenter l'efficacité des dispositifs basés sur l'exploitation des effets non-linéaires dans les fibres optiques. L'un des objectifs de ma thèse était donc d'explorer les possibilités offertes par ces nouvelles fibres pour la réalisation de lasers à très faible bruit, compatibles avec les systèmes à 160 Gbit/s.

L'idée initiale voulait tirer profit de la technologie des réseaux de Bragg afin de réaliser un filtrage dans des cavités lasers en blocage de modes passif. Me familiariser avec cette technologie de filtre optique fibré, j'ai effectué un premier stage au sein du laboratoire de Sophie LaRochelle à l'Université Laval (Québec, Canada). J'ai ainsi acquis des connaissances sur ces structures et je les ai perfectionnées grâce à une bourse de mobilité reçue par l'Université Européenne de Bretagne pour un second séjour.

Mais, nous nous sommes rendus compte que le développement des fibres fortement non-linéaires n'était pas assez avancé pour atteindre le but escompté. C'est pourquoi nous avons exploité le savoir acquis sur les réseaux de Bragg pour s'en servir comme filtre spectral sur des sources à fort potentiel pour les télécommunications optiques : des lasers à semi-conducteurs à bâtonnets quantiques et fonctionnant en blocage de modes, réalisés par Alcatel Lucent Thalès 3-5 Lab.

Ce manuscrit s'articulera donc autour de deux grandes parties. La transition entre les deux traduit le changement de cap de la thèse et le lecteur pourra donc suivre le cheminement aboutissant alors à la réalisation d'horloges optiques à hautes fréquences. Finalement, ces travaux intègrent un domaine de recherche en plein essor aujourd'hui : les ondes terahertz.

Dans le chapitre 1, nous présentons la théorie des lasers à fibre en proposant d'abord un bref historique sur le développement du laser et les premières expériences réalisées autour. Nous abordons alors les principes mis en œuvre dans les lasers à fibre impulsifs en présentant notamment la théorie du blocage de mode passif ainsi que les configurations classiques pour la réalisation de ce type de fonctionnement. Une partie est également consacrée à la question de l'équation non-linéaire de Schrödinger modélisant les effets induits dans une cavité laser. Enfin, nous terminons ce chapitre par une courte présentation des lasers à semi-conducteurs.

Les chapitres 2 et 3 sont dédiés à la mise en pratique de cette théorie. En effet, nous présentons dans le second chapitre un exemple de fonctionnement impulsif bien connu. Il s'agit de la propagation solitonique et nous montrons également comment une cavité pourtant très exploitée dans la littérature peut encore nous apporter quelques surprises dans son fonctionnement. Le chapitre 3 est quant à lui dédié à la présentation d'utilisation d'un absorbant saturable au sein d'une cavité laser. On montre ici l'utilité de ce composant pour initier les impulsions. Ce chapitre se termine par la description d'un fonctionnement obtenu : le régime multi-impulsif présentant des trains d'une vingtaine d'impulsions liées.

Le chapitre 4 débute la seconde partie traitant du principe de filtrage par réseaux de Bragg. Ce chapitre présente la théorie liée aux réseaux de Bragg. Nous abordons à la fois la question de leur mode d'inscription au sein d'une fibre optique mais aussi de la théorie des modes couplés. La présentation des différents types de réseaux est donnée d'un point de vue théorique puis nous mettons en avant les caractéristiques des réseaux que nous avons pu fabriquer à l'aide du montage d'inscription du Centre d'Optique Photonique Laser de Québec. Enfin, nous expliquons le principe de filtrage en commençant par parler de l'insertion des réseaux dans les configurations classiques de cavité laser à blocage de modes passif. Faisant le constat d'un échec, nous passons alors au filtrage spectral permettant la multiplication du taux de répétition d'un laser impulsif ; ce chapitre se termine donc par l'explication du procédé et des composants utilisés.

Le chapitre 5 est consacré aux résultats expérimentaux de l'expérience de filtrage spectral. Il met en avant le cheminement employé en respectant l'ordre. Ainsi, nous montrons d'abord les tests réalisés avec les réseaux de Bragg inscrits. Nous mettons en avant les problèmes techniques rencontrés et les solutions envisagées. Puis, nous indiquons comment le procédé a pu être étendu à différentes fréquences grâce à un filtre commercial. Nous notons ici que nous pouvons générer facilement une horloge optique stable TeraHertz.

Le chapitre 6 traite de la problématique de la caractérisation des horloges générées. Nous présenterons ainsi, dans la première partie, comment la mesure d'un taux d'erreurs permet d'estimer la qualité d'une transmission et nous mettons en avant la mise en pratique de cette mesure sur différentes horloges. La seconde partie met l'accent sur un procédé de récupération d'horloge à 42,7 Ghz à partir des horloges générées par filtrage spectral. La caractérisation de cette expérience est encore réalisée par la mesure du taux d'erreur binaire. Ce chapitre conclut la seconde partie du manuscrit. Celle-ci met en valeur un procédé de filtrage simple et facilement reproductible afin de générer des horloges optiques stables.

La troisième partie met en exergue sur les points restant à travailler. Ainsi, le chapitre 8 est dédié aux perspectives existantes pour cette thèse. Il s'articule autour de trois grands axes. D'une part, nous dressons la liste des points qu'il reste à traiter à propos de la génération d'horloge haut-débit. D'autre part, nous proposons quelques pistes afin de revenir aux cavités lasers à blocage de modes passif en présentant notamment les dernières avancées sur les fibres fortement non-linéaires. Enfin, nous montrons l'avancement des simulations effectuées.

Première partie

Les lasers impulsionnels

Introduction à la première partie

Le mot laser est un acronyme signifiant « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation ». Par définition, le laser génère et amplifie la lumière de façon cohérente. Comme nous le verrons dans l'historique, 2010 fête les cinquante ans de la réalisation du premier laser¹.

Nous distinguons ici trois modes de fonctionnement parmi ceux pouvant exister :

- Le régime continu : émission lumineuse constante dans le temps.
- Le régime Q-switch : émission impulsionnelle à des cadences de l'ordre du kilohertz et avec des durées de l'ordre de la nanoseconde.
- Le régime à blocage de modes (« mode-locked » noté par la suite ML) : émission impulsionnelle ultra-brève.

Nous allons dans cette première partie étudier en détail le troisième régime de fonctionnement proposé.

Cette première partie du document présentera les principes fondamentaux des lasers à fibre impulsionnels. Puis, nous étudierons un fonctionnement classique dans ce type de lasers qu'est la propagation solitonique avant de s'intéresser à une seconde cavité laser permettant d'obtenir des trains multi-impulsionnels.

1. Le 16 mai 1960, Theodore Maiman fit fonctionner le premier laser (laser à Ruby) au Hughes Research Laboratory à Malibu (Californie) et ce résultat fut publié trois mois plus tard dans la revue « Nature ».

Chapitre 1

État de l'art et introduction aux lasers impulsionnels

Ce chapitre présente les éléments historiques et théoriques des lasers impulsionnels à fibre en proposant d'abord un état de l'art. Nous expliquerons par la suite les phénomènes physiques mis en jeu dans l'obtention d'impulsions, pour conclure par une présentation des différentes configurations possibles.

1.1 Historique et principe du blocage de modes

1.1.1 Travaux antérieurs sur le blocage de modes

Le premier laser à fibre a été développé par Snitzer [1, 2] en 1961 en utilisant une fibre optique dopée au Néodyme mais c'est seulement dans les années 80 que les lasers à fibre ont pris une part importante dans la recherche avec notamment la réalisation de la première fibre dopée aux ions terres rares [3].

Charles Kao est aussi l'un des pionniers dans le développement et l'utilisation de la fibre optique dans les télécommunications. Il a d'ailleurs obtenu le prix Nobel 2009 de physique pour « réalisations remarquables concernant la transmission de la lumière dans les fibres optiques pour la communication »¹. Kao et ses collègues [4] ont montré la possibilité d'abaisser fortement l'atténuation des fibres optiques par l'utilisation de matériau purifié². Kao a aussi été le premier à proposer que la fibre de verre pourrait être utilisée pour de longues distances de transfert d'informations.

Les premiers concepts du blocage de modes remontent à 1962 avec les travaux de Lamb [5] détaillant le blocage fréquentiel à 3 modes mais ce sont Gürs et Müller qui sont considérés

1. Le Prix Nobel de Physique en 2009, Fondation Nobel, 2009-10-06, http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2009/index.html

2. Ses conclusions suite à ses premiers travaux ont été confirmés par la suite : 1965 : 1000 dB/km ; 1969 : 200 dB/km ; 1970 : 17 dB/km ; 1972 : 4 dB/km ; 1974 : 1 dB/km ; 1978 : 0,2 dB/km

comme les pionniers du laser à blocage de modes [6]. Durant ces années, de nombreuses recherches théoriques sont menées et c'est DiDoménico qui en explique le principe le premier [7]. Il stipule que si plusieurs modes présentaient entre eux une relation de phase constante alors ils pouvaient se verrouiller entre eux et ainsi donner naissance au blocage de modes ; par transformée de Fourier inverse, un train d'impulsions pourrait ainsi être obtenu.

Parallèlement, Hargove, Fork et Pollak ont obtenu expérimentalement un train d'impulsions grâce à un laser He-Ne par modes bloqués en modulant en interne les pertes à l'aide d'un modulateur acousto-optique [8] tandis que Harris et Targ ont généré un blocage de modes actifs FM à l'aide d'un modulateur de phase [9]. Des travaux théoriques firent suite à cette expérience menés par Harris et Mc Duff [10]. Mc Clure étudia le potentiel du blocage de modes actifs en fonction de la position du modulateur dans la cavité et de la longueur de la cavité, ce qui lui permit d'observer en premier un blocage de modes à un nombre d'harmonique supérieur au mode fondamental [11] mais il sera étudié en détail par Hirano et Kimura [12] en 1968. Leurs travaux ont mis en valeur les trois méthodes les plus efficaces pour augmenter la fréquence de répétition d'un laser :

- diminuer la longueur de cavité
- bâtir une cavité couplée
- augmenter la fréquence de modulation à une fréquence multiple de la fréquence fondamentale de la cavité

En 1965, Mocker et Collins expérimentèrent le premier laser à blocage de modes passif grâce à un colorant saturable utilisé pour commuter un laser à rubis [13]. Ils observèrent que l'impulsion ainsi créée se séparait en impulsions courtes dont l'écart temporel était égal au temps de parcours dans la cavité. Cependant, ce blocage de modes était imprévisible et de nature transitoire. Il fallut attendre 1972 pour voir le premier train d'impulsions stable par blocage de modes passif créé par Ippen, Shank et Dienes [14].

Une découverte fondamentale est l'amplificateur à fibre dopée erbium par Mears [15] qui date de 1987 et c'est aussi à cette même période qu'apparaît le développement des lasers à fibres. Dans un premier temps, les recherches visent à améliorer le fonctionnement continu [16] avant d'inventer le fonctionnement Q-switch [17] puis enfin voir apparaître le premier laser à fibre à blocage de modes en 1986 [18] mais la durée des impulsions est longue et c'est en 1988 avec Duling [19] et Geister [20] que l'on passe au dessous de 100 ps. Progressivement, ce temps diminue [21, 22] et la première impulsion subpicoseconde est produite par Fermann et al. [23] grâce à une compression soliton des impulsions dans la cavité laser. Ober et al. détiennent le record actuel avec des impulsions de 32 femtosecondes [24], bien que Hofer et al. aient réalisé un laser ayant un spectre de plus de 50 nanomètres de large suggérant des impulsions pouvant approcher 20 femtosecondes [25].

1.1.2 La fibre dopée

Pour obtenir une fibre optique amplificatrice, c'est à dire permettant d'amplifier un signal d'entrée par un certain coefficient de gain, il faut ajouter un dopant lors de la fabrication de la préforme de la fibre de silice. On trouve principalement sept ions de terre rare utilisés comme dopants : le néodyme ($Nd - 3^+$), l'erbium (Er_3^+), l'ytterbium (Yb_3^+), le thulium (Tm_3^+), l'holmium (Ho_3^+), le samarium (Sm_3^+) et le praséodyme (Pr_3^+). Cette gamme de dopants permet aux lasers à fibre de couvrir un large éventail de longueurs d'onde d'émission, comme l'indique la figure 1.1.

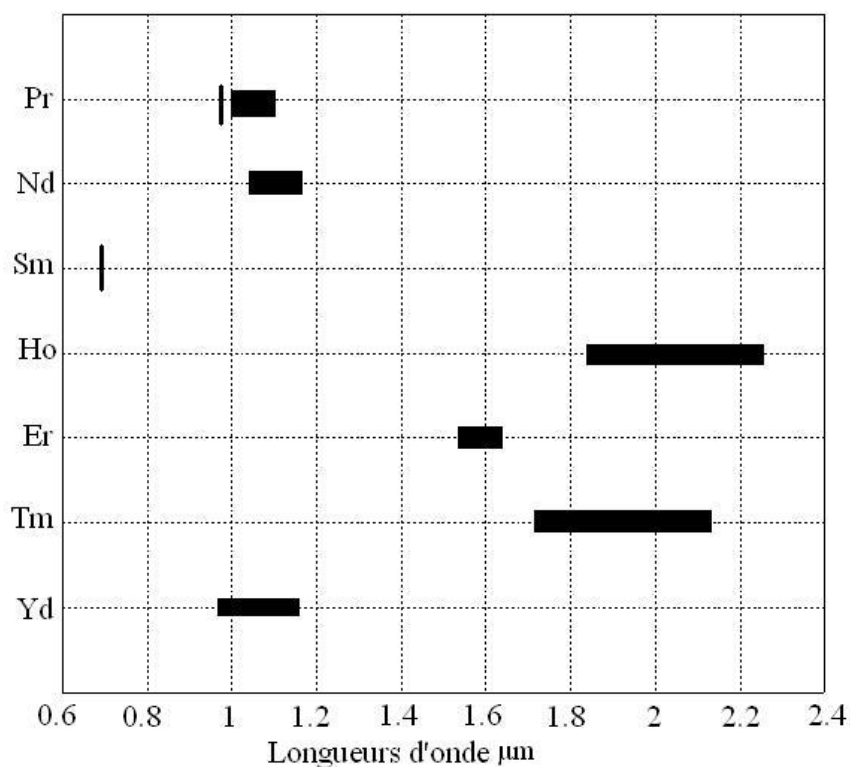


FIGURE 1.1 – Longueurs d'onde d'émission obtenues avec différents ions de terre rare

Pour décrire les propriétés spectroscopiques d'un atome, on utilise couramment un diagramme énergétique. Le diagramme d'énergie représente les différents états dans lesquels cet atome peut exister ainsi que les différents niveaux d'énergie auxquels ils correspondent. Un élément ne peut passer d'un état à un autre que si un photon lui apporte la quantité exacte d'énergie correspondant à la différence d'énergie entre les deux états schématisés par deux lignes. Si la quantité d'énergie est différente, le photon n'aura aucun effet sur l'élément.

L'ion erbium a été intensivement étudié en vue de son application comme milieu de gain

pour la réalisation de composants actifs utilisables dans le domaine des télécommunications optiques. En effet, sa bande spectrale se situe dans la région où les pertes sont minimales pour la fibre optique servant de lien dans la transmission d'information. On s'est aussi vite rendu compte de la possibilité de doper les fibres avec l'ion erbium. Les niveaux d'énergie des ions erbium dans un milieu amorphe présentent une structure de bandes. On représente sur la figure 1.2 les niveaux d'énergie de l'erbium ainsi que les transitions les plus importantes. La structure apparaît compliquée avec différentes transitions.

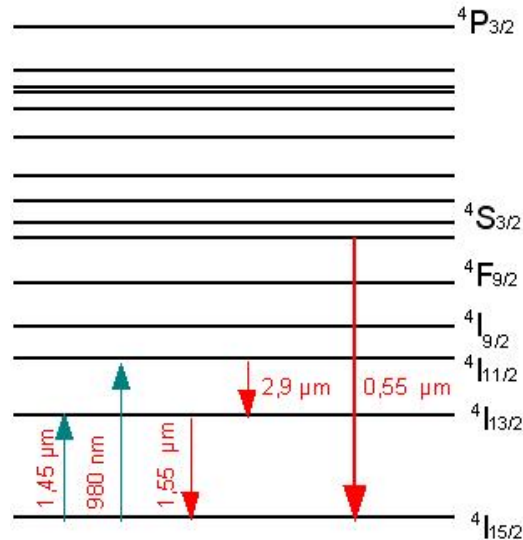


FIGURE 1.2 – Niveaux énergétiques de l'ion erbium.
Les transitions énergétiques principales sont représentées.

L'ion erbium présente plusieurs bandes d'absorption mais les niveaux d'énergie correspondants n'ont pas toutes la même efficacité de rendement. La transition la plus efficace est celle qui relie le niveau $4I_{13/2}$ au niveau $4I_{15/2}$. La bande spectrale d'émission correspondante à cette transition est centrée autour de 1550 nm, ce qui correspond précisément à la bande de faibles pertes de la silice qui constitue les liens optiques. Les longueurs d'onde de pompe couramment utilisées pour solliciter cette transition sont le 980 nm et le 1480 nm pour lesquelles nous avons à notre disposition des diodes lasers à semi-conducteurs délivrant plusieurs centaines de milliwatts.

1.1.3 Théorie du blocage de modes

L'un des points essentiels d'un laser à fibre évoluant en blocage de modes repose sur la mise en phase des modes longitudinaux du laser comme nous allons l'expliquer par la suite. Ceci entraîne alors une variation périodique de l'intensité en sortie du laser, stable dans le temps et de périodicité liée) la durée de parcours dans la cavité. 1

Une cavité laser se compose fondamentalement d'un milieu de gain entre 2 miroirs. Comme l'indique la figure 1.3, on retrouve deux configurations possibles de cavités résonnantes : la cavité linéaire ou la cavité en anneau. On définit par L_c la distance équivalente à 1 tour de cavité : soit la longueur de la cavité pour une cavité circulaire soit deux fois la longueur pour une cavité linéaire (un tour correspond à un aller-retour). En régime stationnaire, le champ électrique se répète à l'identique après chaque tour de cavité à un terme de phase près. Considérons un champ électrique, monochromatique, polarisé linéairement :

$$E(z, t) = \Re \left\{ E_0 e^{-j(\omega t - kz)} \right\} \quad (1-1)$$

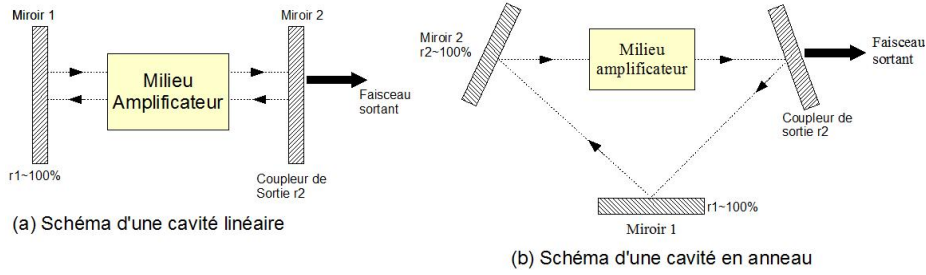


FIGURE 1.3 – Configurations possibles d'une cavité laser.

La constante de propagation dans un milieu d'indice n_g s'écrit :

$$k = \frac{\omega}{c} n_g \quad (1-2)$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide et ω la fréquence. Le déphasage accumulé pour un tour de cavité prend la forme : $\Delta\Phi = \frac{\omega n_g L_c}{c}$. Or, pour être en phase, il faut que $\Delta\Phi = 2\pi$. Celle-ci nous permet de déterminer la fréquence fondamentale de la cavité laser (aussi appelée intervalle spectral libre, ISL) définie par :

$$f_c = \frac{c}{n_g L_c} \quad (1-3)$$

Deux modes longitudinaux du laser sont espacés par f_c . Ceci n'est valable que si la dispersion n'est pas prise en compte, c'est-à-dire dans le cas où n_g est constant en fonction de λ .

Le champ électrique à la sortie d'un laser multimode fréquentiel est donné par :

$$E(z, t) = \Re \left[\sum_m E_m e^{-j(\omega_m t - k_m z + \Phi_m)} \right] \quad (1-4)$$

avec $\omega_m = \omega_0 + m\Delta\omega = \omega_0 + m2\pi f_c$, la fréquence du mode m et $k_m = \frac{\omega_m}{v_g}$ la constante de propagation pour le mode m .

Ces deux dernières expressions permettent de récrire l'équation 1-4 sous la forme :

$$E(z, t) = \Re \left(e^{-j\omega_0(t-z/v_g)} \sum_m E_m e^{-j(m\Delta\omega(t-z/v_g) + \Phi_m)} \right) \quad (1-5)$$

avec pour enveloppe lentement variable,

$$A(t - \frac{z}{v_g}) = \sum_m E_m e^{-j(m\Delta\omega(t-z/v_g) + \Phi_m)} \quad (1-6)$$

où $e^{-j\omega_m(t-z/v_g)}$ est l'onde porteuse. L'enveloppe du train d'impulsions est une fonction périodique de période T_c telle que :

$$T_c = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{L_c}{v_g} \quad (1-7)$$

Supposons maintenant M modes d'égale amplitude $E_m = E_0$ et de même phase $\Phi_m = 0$, l'enveloppe est alors donnée par :

$$A(z, t) = E_0 \sum_{m=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} e^{-jm\Delta\omega(t-z/v_g)} \quad (1-8)$$

que nous pouvons exprimer ainsi,

$$A(z, t) = E_0 \frac{\sin \left[\frac{M\Delta\omega t}{2} \left(t - \frac{z}{v_g} \right) \right]}{\sin \left[\frac{\Delta\omega t}{2} \left(t - \frac{z}{v_g} \right) \right]} \quad (1-9)$$

La puissance P du laser est proportionnelle à $|A(z, t)|^2$.

A $z=0$, nous obtenons,

$$P(t) = |E_0|^2 \frac{\sin^2 \left[\frac{M\Delta\omega t}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{\Delta\omega t}{2} \right]} \quad (1-10)$$

L'allure de cette expression est donnée par la courbe rouge de la figure 1.4 dont nous pouvons tirer quelques caractéristiques :

- La période du train d'impulsion est égale à $T_c = 1/F_c$
- La largeur à mi-hauteur des impulsions est donnée par $T_0 = \frac{T}{M} = \frac{1}{MF_c}$
- Le pic d'intensité vaut $M^2|E_0|^2$

Les équations précédentes sont valables dans le cas où il existe un mécanisme parvenant à imposer une relation de phase entre les modes longitudinaux. Dans le cas contraire, la phase Φ_m est aléatoire et on obtient un signal du type de la courbe bleue de la figure 1.4 où la puissance fluctue aléatoirement.

On note ici que les lasers impulsions se caractérisent généralement par la largeur à mi-hauteur des impulsions, le « chirp » et la gigue temporelle. Nous développerons ces termes dans la partie sur les lasers semi-conducteurs.

1.2 Techniques de blocage de modes

On distingue deux catégories de blocage de modes : actif ou passif. La différence est l'élément déclenchant la mise en phase des modes, qui est pour le blocage de modes actif un

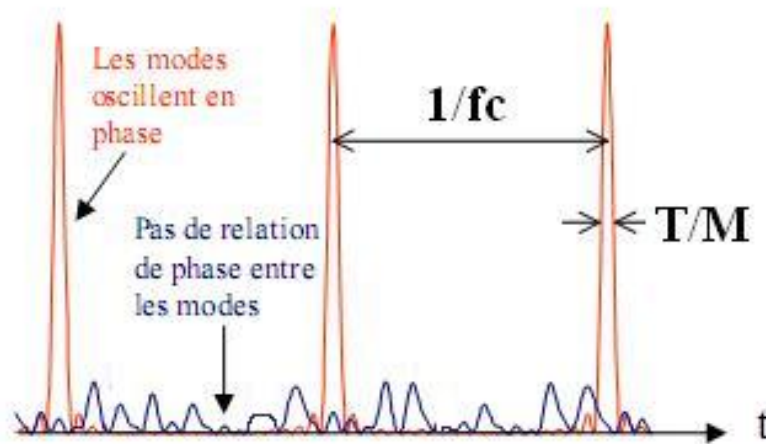


FIGURE 1.4 – Intensité d'un laser à mode bloqué en fonction du temps
 Lorsqu'une relation de phase existe entre les modes, on obtient des impulsions (en rouge) sinon un signal aléatoire est observé (en bleu). T_c représente la périodicité du train et est égal à l'inverse de de l'ISL (f_c). La largeur d'une impulsion est égale à T/M , M étant le nombre de modes.

signal optique ou électrique, extérieur injecté dans la cavité. Pour le blocage de modes passif, cet élément est abstrait puisqu'il s'agit de l'effet induit par un composant intra-cavité. Ceci va être développé dans les parties suivantes.

1.2.1 Les lasers à blocage de modes actif

Le schéma d'une cavité typique est présenté sur la figure 1.5. Les différents éléments sont :

- Une diode laser de pompe.
- Un milieu de gain : une fibre dopée aux ions terres-rares.
- Un isolateur optique, assurant un fonctionnement unidirectionnel du laser.
- Un coupleur de sortie.
- Un contrôleur de polarisation (optionnel).
- Un modulateur électrooptique, acoustooptique, à électroabsorption, d'amplitude (AM) ou de phase (FM).
- Un dispositif d'ajustement de la longueur de cavité, c'est-à-dire une ligne à délai accordable.

La fréquence intrinsèque de la cavité est alors définie par

$$\frac{1}{\tau_{cav}} = \frac{c}{nL} \quad (1-11)$$

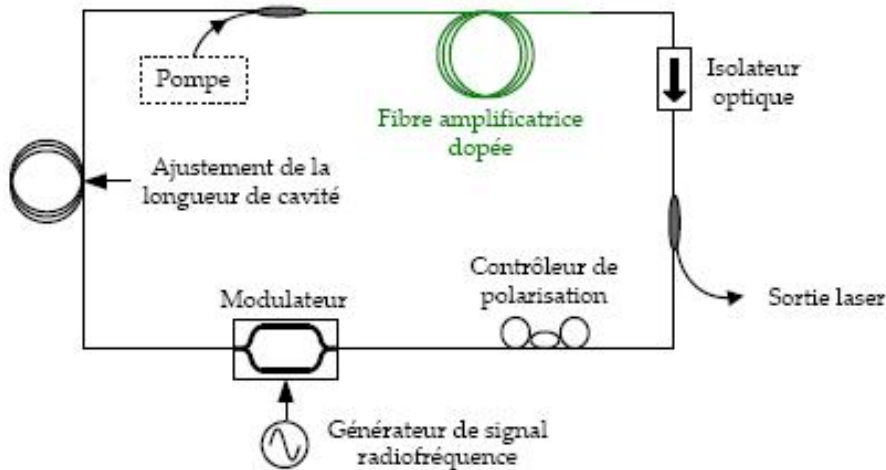


FIGURE 1.5 – Laser à blocage de modes actif

La cavité d'un laser à blocage de modes actif contient un modulateur d'amplitude ou de phase dictant le taux de répétition du laser. Un ajustement continu de la longueur de cavité permet alors de faire varier le taux de répétition de façon continue

où τ_{cav} est le temps de vol de la cavité, c la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice de groupe et L la longueur de la cavité en anneau ($= 2L$ dans le cas d'une cavité linéaire). La fréquence de modulation sera alors soit égale à celle-ci (on parle de blocage de modes fondamental) ou égale à un multiple de celle-ci (on parle de blocage de modes harmonique).

La modulation crée une impulsion qui traverse à nouveau le modulateur à chaque tour de cavité ; elle devient plus courte jusqu'à atteindre un état stationnaire (Siegmann, chapitre 27 [26]). Deux effets se compensent pour donner une impulsion temporelle ayant une largeur temporelle fixée (stationnaire) :

1. L'effet dispersif du gain qui élargit l'impulsion.
2. L'effet de modulation qui rétrécit la largeur d'une impulsion.

Afin d'expliquer comment la synchronisation a lieu, il est bon de se mettre dans le domaine fréquentiel. La figure 1.6 montre comment l'impulsion passe au travers du modulateur à chaque tour de cavité. L'effet du modulateur est d'injecter de la puissance de chaque harmonique vers les deux modes de cavité voisins séparés de $\pm fm = \pm \frac{1}{\tau_{cav}}$. Les harmoniques ainsi créés permettent à leur tour une injection de puissance vers les harmoniques voisins, et ce, de proche en proche jusqu'à couvrir une large bande spectrale qui sera d'autant plus large que l'impulsion lumineuse est courte. Comme tous ces harmoniques sont interdépendants et produits par le même modulateur, on dit qu'ils sont bloqués par injection, ou injection locked. Ce phénomène permet d'expliquer la synchronisation modale ou « mode-locking » des modes lasers.

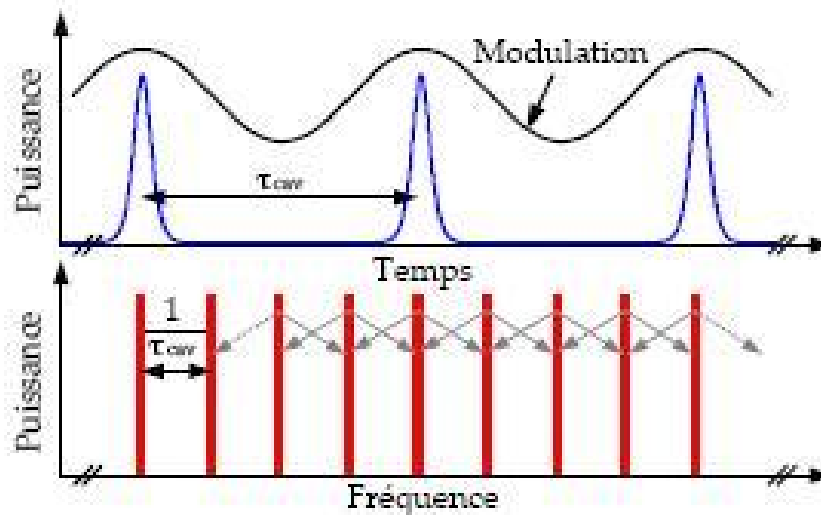


FIGURE 1.6 – Principe du mode-locked actif.

La modulation périodique crée des impulsions. Dans le domaine fréquentiel, ceci se traduit par la création de bandes latérales appelées modes lasers qui s'injectent de l'énergie mutuellement, de proche en proche. Un mode laser, si il existe, se situe sur un mode de cavité. Les représentations temporelles et spectrales sont présentées en haut et en bas de la figure respectivement.

Parmi les sources laser disponibles, celles utilisant le blocage de modes actif semblent être les plus prometteuses. En effet, elle permettent bien souvent d'obtenir des impulsions courtes (de l'ordre de la picoseconde) avec une puissance crête élevée (de l'ordre du milliwatt pour les télécommunications). De plus, le taux de répétition dépend de la fréquence du signal injecté. Ainsi, on aura facilement une source accordable en fréquence et en longueur d'onde également.

1.2.2 Les lasers à blocage de modes passif

Les lasers à fibre dopée terre rare présentent de grandes potentialités pour la génération et la manipulation d'impulsions courtes. La durée de vie dans les fibres dopées terre rare étant assez grande (de l'ordre de la ms), le gain ne réagit pas durant le temps d'un aller-retour dans la cavité ($< 1 \mu s$). Un absorbant saturable très rapide est donc nécessaire pour établir un régime de verrouillage de modes avec des impulsions courtes comme le représente la figure 1.7.

Ce type de laser se présente sous différentes formes pour lesquelles on retrouve des éléments communs :

- Une diode laser de pompe.
- Un milieu de gain : une fibre dopée aux ions terres-rares ou un amplificateur optique à semiconducteur.

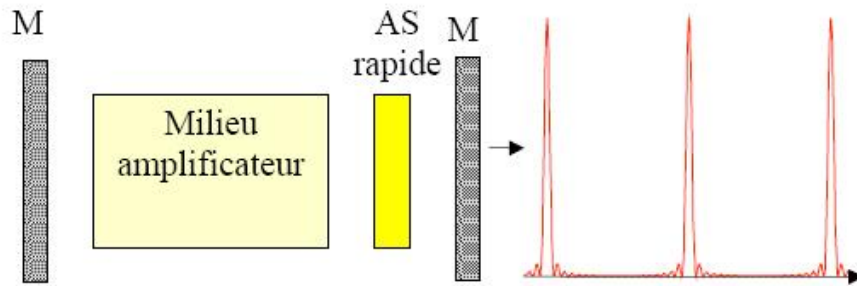


FIGURE 1.7 – Principe du mode-locked passif.

L'élément fondamental est l'absorbant saturable permettant de générer des impulsions en sortie de cavité

- Un coupleur de sortie.
- Un ou des contrôleur(s) de polarisation.
- Un absorbant saturable ou un groupe de composants jouant ce rôle.

L'élément principal est l'absorbant saturable mais comme on le verra par la suite, celui-ci peut être fictif et être remplacé par d'autres composants ayant le même rôle, c'est pourquoi on en explique le principe maintenant. Il s'agit d'un composant dont la transmission varie en fonction de la puissance comme le montre la figure 1.8. Il induit des pertes importantes sur un signal optique peu intense alors qu'il devient transparent pour des signaux plus intenses qu'une certaine intensité seuil I_s . En choisissant la valeur de I_s suffisamment élevée, de manière à ce que seule la puissance crête d'une impulsion brève puisse être au-dessus du seuil, il est possible de favoriser un fonctionnement en régime de blocage de modes plus efficace, car il minimise les pertes.

En pratique les pertes d'un absorbant saturable ne varient pas entre 0 et 100% et une profondeur de modulation nettement inférieure peut suffire à déclencher le régime à blocage de modes. De plus, la transition entre l'état transparent et l'état opaque n'est pas aussi marquée que sur la figure 1.8. Ainsi, à chaque tour de cavité, les fortes intensités, correspondant au pic d'une impulsion sont privilégiées tandis que les ailes de l'impulsion, se trouvant sous le seuil, seront absorbées (chapitre 28 [26]). Un absorbant au temps de réponse plus rapide permet de générer des impulsions plus brèves. Le régime mode-locked passif naît sur du bruit d'intensité. Un pic de bruit d'intensité suffisamment élevée pour saturer l'absorbant prendra progressivement le dessus sur le niveau de bruit moyen. Ce pic de bruit sera progressivement amplifié pour mener à une impulsion brève de largeur finie.

Plusieurs configurations que l'on regroupera en trois catégories sont connues pour fonctionner selon ce principe :

- Le laser basé sur la rotation non-linéaire de polarisation

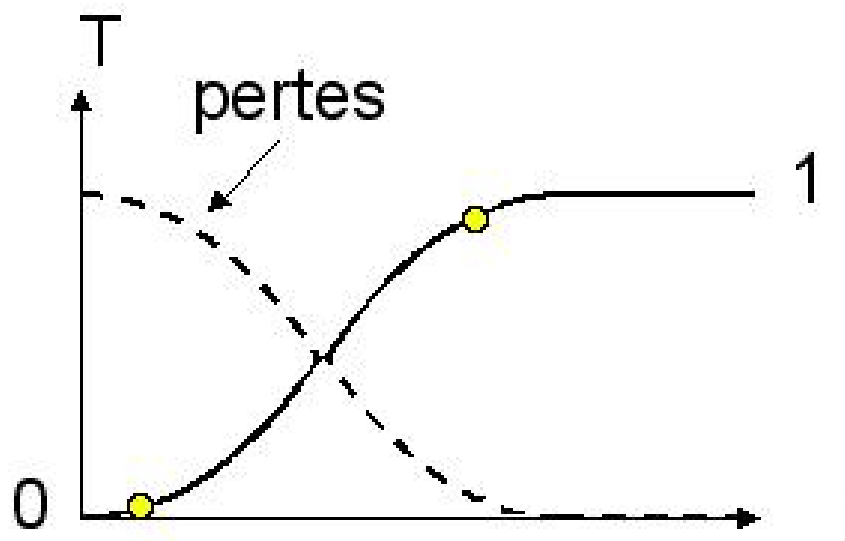


FIGURE 1.8 – Courbe de réponse non-linéaire d'un absorbant saturable
Un absorbant saturable idéal privilégie les fortes intensités en bloquant celles situées sous le seuil.

- Le laser comportant un absorbant saturable
- Le laser à configuration NOLM

Chacune des sous-sections ci-dessous a pour but de présenter ces différentes configurations.

1.2.2.1 La rotation non-linéaire de polarisation

Le laser à rotation non-linéaire de polarisation tel qu'il est décrit ici fût inventé simultanément par Matsas et al. [27] et Tamura et al. [28] en 1992. Dans la littérature, ce laser est référé comme étant du type « nonlinear polarization rotation »(NPR), ou du type « additive pulse mode-locking »(APML). On doit attribuer l'essentiel des travaux subséquents sur ce laser à l'équipe Tamura, Haus, Ippen et Nelson, à Cambridge. Entre 1992 et 1995, des travaux de recherche de cette équipe, aussi bien expérimentaux que théoriques ont engendré plusieurs publications de référence [28, 29, 30, 31] . Un brevet est déposé en 1996 [32] et de tels lasers sont aujourd'hui disponibles commercialement.

Derrière ce terme se cache un mécanisme nécessitant un polariseur et deux contrôleurs de polarisation. L'absorbant saturable est donc fictif. Il est basé sur l'effet Kerr. La cavité comprend un isolateur dont son insensibilité à la polarisation est une condition indispensable au bon fonctionnement de la cavité. La figure 1.9 représente le schéma de fonctionnement. Après le polariseur, toutes les composantes de l'impulsion sont polarisées linéairement. Le contrôleur de polarisation est constitué de lames à retard de phase qui permettent de trans-

former l'état de polarisation linéaire en polarisation elliptique. L'état de polarisation évolue de façon non-linéaire au cours de sa propagation le long de la fibre optique à cause des effets combinés de l'auto modulation de phase et de la modulation de phase croisée, induites sur les deux composantes de la polarisation par effet Kerr. L'angle de rotation est proportionnel à l'intensité. Le sommet de l'impulsion subit donc une rotation plus importante que les ailes de l'impulsion. Avec une orientation adéquate de la polarisation à l'entrée du milieu Kerr, le sommet de l'impulsion passe par l'analyseur avec moins de pertes que les ailes et l'impulsion obtenue est par conséquent plus courte.

Le second contrôleur de polarisation placé après le milieu Kerr est utilisé pour compenser la biréfringence linéaire de la fibre et permet donc d'ajuster le déphasage linéaire des deux composantes de polarisation vis-à-vis de l'analyseur afin d'avoir les pertes minimales pour le centre de l'impulsion.

Ce dispositif agit donc comme un discriminateur de puissance qui favorise un mode de fonctionnement impulsionnel par rapport à un fonctionnement continu. Le temps de réponse de cet absorbant saturable effectif est celui de l'effet Kerr (fs). Il est donc plus rapide que les fluctuations d'intensité dues aux battements intermodaux du laser, ce qui permet d'initier une relation de phase entre les modes longitudinaux du laser et conduire ainsi à un régime de blocage de modes.

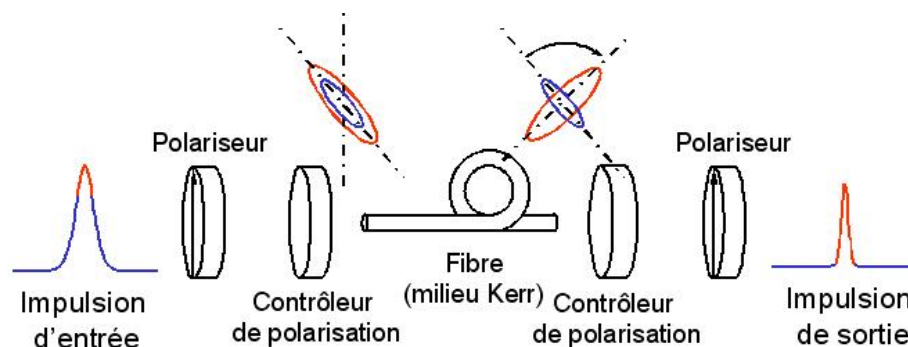


FIGURE 1.9 – Schéma de principe de la technique de verrouillage de modes par rotation non linéaire de polarisation

Le milieu Kerr entraîne une rotation de l'ellipse de polarisation en fonction de l'intensité. L'ajout d'un second contrôleur de polarisation permet de rendre la polarisation linéaire et de l'aligner avec l'axe du polariseur pour les fortes intensités. Les effets de la dispersion ne sont pas représentés ici.

On verra au chapitre 3 un exemple de cavité fonctionnant sur ce principe.

1.2.2.2 Le laser à absorbant saturable

Ce type de cavité est présenté sur la figure 1.10. C'est une cavité de type Fabry-Perot dont l'un des miroirs est un absorbant saturable. Son fonctionnement en a été présenté au début de cette partie, c'est pourquoi on ne s'y attardera pas ici. L'absorbant saturable consiste en un empilement de multi-puits quantiques d'InGaAs/InAlAs à semi-conducteurs fabriqués par épitaxie. Cette technologie permet un contrôle très précis des paramètres du dispositif tels que la longueur de travail, l'énergie de saturation ainsi que la durée de recouvrement de l'absorption.

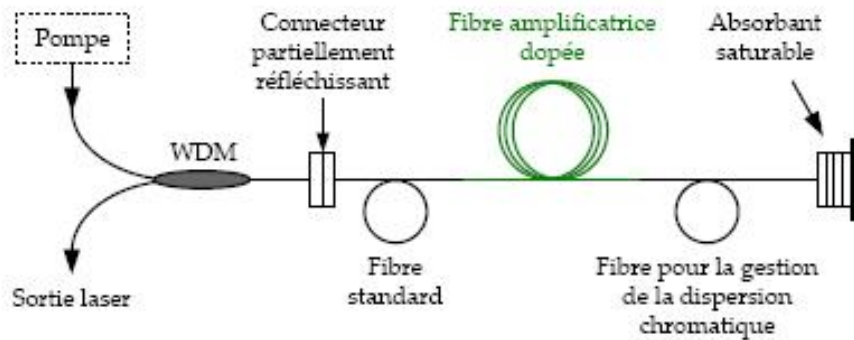


FIGURE 1.10 – Laser à absorbant saturable semiconducteur.

1.2.2.3 Le laser à configuration NOLM

Le laser à figure en huit ou « figure eight laser » fut inventé par Duling en 1991 [33]. La figure 1.11 donne le schéma de la cavité. Son nom s'explique par la présence des deux boucles dont l'une des deux est un miroir non-linéaire de type NOLM. Lorsque cette boucle de fibre inclut un segment de fibre amplificatrice, ce miroir est appelé NALM pour « nonlinear amplifying loop mirror ».

Étant donné que le NALM est construit de façon asymétrique, les deux impulsions se propageant en sens inverse l'une de l'autre (dans le sens propagatif et contrapropagatif) ne voient pas le même déphasage non-linéaire et peuvent arriver au niveau du coupleur en phase ou déphasé selon leur intensité. L'impulsion qui parcourt le NALM dans le sens inverse des aiguilles d'une montre est d'abord amplifiée avant de traverser le segment de fibre standard. Elle accumule donc un déphasage nonlinéaire important, par opposition à l'impulsion voyageant dans le sens des aiguilles d'une montre qui n'est amplifiée qu'en fin de parcours. En l'absence d'amplification et avec une symétrie parfaite, un signal serait intégralement réfléchi par la boucle de fibre vers le bras où se trouve le coupleur de sortie. Grâce à l'asymétrie et à la différence de phase non-linéaire accumulée, il est possible de totalement transmettre le signal, c'est-à-dire de le renvoyer vers la branche où se trouve l'isolateur optique.

En conclusion, sans le déphasage non-linéaire approprié, cette cavité ne pourra pas laser. En effet, l'isolateur optique bloque le signal. En revanche, s'il y a un déphasage non-linéaire entre l'onde propagative et l'onde contrapropagative, l'effet laser est obtenu. Comment obtenir le déphasage non-linéaire approprié ? Il faut atteindre un niveau de puissance suffisant. Exactement comme dans le cas d'un absorbant saturable, il existe une intensité seuil au-dessus de laquelle l'effet laser peut se produire. Cette fois encore, un régime de blocage de modes sera donc favorisé. Toujours par analogie avec l'absorbant saturable, le passage entre l'état transparent et opaque n'est pas instantané et une certaine compression de l'impulsion se produit. Notons que le déphasage non-linéaire est induit par effet Kerr dont le temps de réponse est quasi instantané dans la silice, c'est-à-dire de quelques femtosecondes.

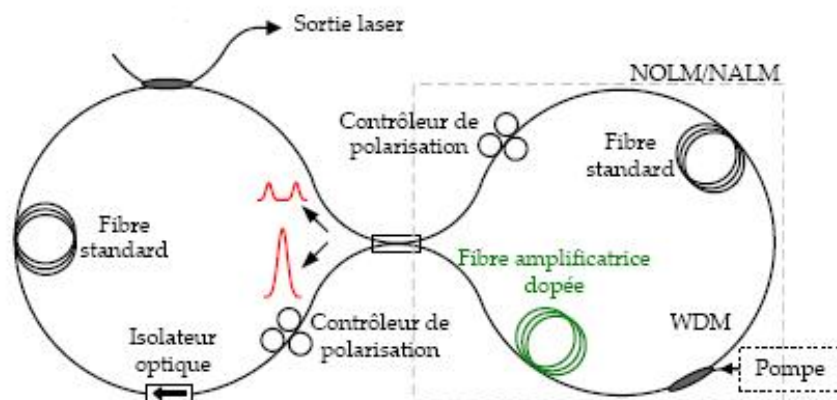


FIGURE 1.11 – Laser en figure en huit.

1.2.3 Autres techniques

La commutation à déclenchement de pertes (Q-switching)

Cette technique permet d'obtenir des impulsions ayant une puissance crête très élevée en modulant les pertes intracavité. Il n'est pas rare d'atteindre une puissance crête de l'ordre du kilowatt pour des impulsions nanosecondes.

La génération d'une impulsion Q-switch est représentée sur la figure 1.12 et peut être décrite comme suit : initialement, le milieu laser est « pompé » dans un état excité grâce à une source d'énergie extérieure et les pertes de la cavité résonnante sont donc maintenues à un niveau élevé. Alors l'effet laser ne peut pas se produire mais l'énergie générée par le mécanisme de pompage s'accumule dans le milieu de gain. En raison des pertes liées à l'émission spontanée et à d'autres processus, après un certain temps, l'énergie stockée va saturer, le milieu est dit à gain saturé.

L'atténuation est subitement annulée. Ce déclenchement peut se faire de manière passive à l'aide d'un absorbant saturable ou activement ; le commutateur est alors un atténuateur variable externe. Ce peut être un dispositif mécanique ou un modulateur (acousto-optique, une cellule de Pockels...).

Le processus d'amplification optique par émission stimulée peut commencer. En raison de la grande quantité d'énergie déjà stockée dans le milieu d'amplification, l'intensité de la lumière dans le résonateur laser augmente très rapidement ; ce qui entraîne que l'énergie stockée dans le milieu décroît elle aussi très rapidement. Le résultat final est la création d'une impulsion de forte énergie d'une durée pouvant varier de la nanoseconde à la microseconde suivant le milieu et le processus de déclenchement de pertes.

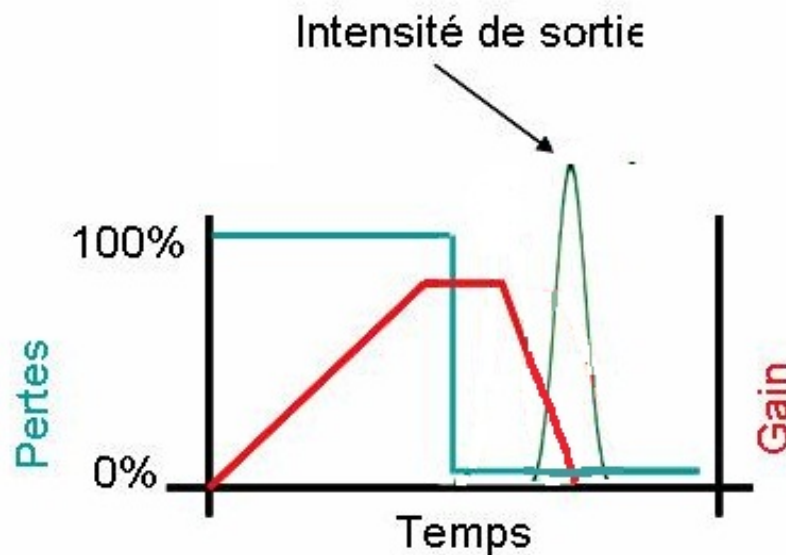


FIGURE 1.12 – Dynamique du fonctionnement Q-switch.

En répétant ce phénomène de manière périodique, on obtiendra alors un train d'impulsions fortement énergétiques. Le rôle de l'atténuateur peut être joué par différents composants tels qu'un miroir rotatif, un absorbant saturable ou un modulateur électro-optique.

Comme pour le blocage de modes, on distingue le cas actif pour lequel la réduction des pertes est déclenchée par un événement extérieur du cas passif où le commutateur est un absorbant saturable. de plus, dans le cas actif, on peut distinguer le cas de la modulation d'intensité ou de fréquence (on pourra se reporter à la thèse de Jean-Noël Maran [34] pour de plus amples informations sur le régime « modulation de fréquence » qu'il a introduit).

Blocage de modes hybride

Cette technique combine le blocage de modes actif et passif puisque l'on applique un courant RF superposé à une polarisation continue à un laser monolithique présentant un milieu amplificateur et un absorbant saturable.

Blocage de modes par collision d'impulsions

Dans cette technique, deux impulsions circulent en sens inverse dans la cavité et la configuration les oblige à se rencontrer dans la zone de l'absorbant saturable. Ce dernier réalise l'auto synchronisation des deux impulsions. Comparées au blocage de modes passif, les impulsions sont de meilleure qualité car l'absorbant saturable est contraint de saturer le plus vite possible [35].

1.2.4 Utilisation des lasers impulsions

Le laser impulsif couvre de nombreux domaines d'utilisations. Si ses premières utilisations concernaient les télécommunications, il a aujourd'hui prouvé son efficacité dans le domaine médical ou industriel mais aussi le monde artistique. Voici une liste non exhaustive de quelques applications concernant d'autres domaines que le transport d'informations.

- Découpe laser.
- Ophtalmologie : les lasers ont pris une place importante dans ce domaine à la pointe de la technologie avec par exemple la chirurgie de la cornée réalisée avec un laser excimère impulsif.
- Traitement des matériaux : décapages des objets d'arts ou marquage.

1.3 Modélisation

1.3.1 Equation de propagation

La propagation des impulsions dans une fibre optique se modélise généralement par l'équation non-linéaire de Schrödinger (ENSL) valable pour des impulsions plus larges qu'une picoseconde. Elle est obtenue à l'aide des équations de Maxwell qui gouvernent la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu et s'écrit sous la forme :

$$i \frac{\partial A(z, \tau)}{\partial z} + i \frac{\alpha}{2} A(z, \tau) - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, \tau)}{\partial \tau^2} + \gamma |U(z, \tau)|^2 A(z, \tau) = 0 \quad (1-12)$$

où $A(z, \tau)$ est l'enveloppe lentement variable du champ électrique, z la distance de propagation, α les pertes, β_2 la dispersion chromatique, τ le temps (défini dans un repère qui se propage à la même vitesse de groupe que l'impulsion) et γ le coefficient non-linéaire.

Cette équation ne s'applique pas à tout type d'impulsions et de fibres puisque seuls les effets dispersifs, non-linéaires et les pertes sont pris en compte. Il pourra être nécessaire

d'ajouter à cette équation des termes de dispersion ou de non-linéarité d'ordre supérieur caractérisant les effets Brillouin, Raman etc...

Cette équation apparaît le plus souvent sous forme normalisée et nous tiendrons compte des pertes et du gain laser introduit dans le cas de fibre dopée terre rare. Nous obtenons alors l'équation 1-13 de Ginzburg-Landau.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \left[\beta_2 + \frac{ig_0 T_2^2}{n_0} \right] \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{g_0}{n_0} - \alpha_f \right] A + i\gamma |A|^2 A \quad (1-13)$$

On retombe sur le cas de l' ENSL en l'absence de pertes de propagation et sans gain dont une solution bien connue est le soliton.

On utilise généralement les paramètres de normalisation suivants :

$$U = \frac{A}{P_0^{1/2}}, \tau = \frac{T}{T_0}, \xi = \frac{z}{L_D} \quad (1-14)$$

où P_0 est la puissance crête, T_0 est la largeur de l'impulsion en entrée et L_D est la longueur de dispersion définie par

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (1-15)$$

1.3.2 Méthode de résolution

Nous obtenons donc une équation différentielle du deuxième ordre en temps et différentielle du premier ordre en distance. Cette équation ne possède pas de solution analytique, sauf dans le cas de la transmission soliton, lorsque les pertes sont négligées, où la méthode dite *inverse scattering method* peut être utilisée. Dans le cas général, des méthodes numériques doivent être utilisées. Parmi elles, la méthode *split-step Fourier* (SSF) est la plus utilisée en raison de sa simplicité et de son efficacité [36]. Nous allons expliquer le principe de cette méthode en utilisant la forme 1-12 de l' ENSL.

La méthode consiste à regarder l'ensemble de fibre comme plusieurs petits tronçons et d'appliquer alors successivement des opérateurs correspondants aux effets non-linéaires et à la dispersion. Pour cela, on écrit l'équation 1-12 sous la forme suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (1-16)$$

où \hat{D} est l'opérateur différentiel symbolisant les effets de dispersion et \hat{N} est un opérateur non-linéaire qui gouverne les effets non-linéaires. Leurs formes respectives sont :

$$\hat{D} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} \quad (1-17)$$

$$\hat{N} = i\gamma |A|^2 \quad (1-18)$$

Si on considère une section h très petite, l'opérateur \hat{N} pourra être considéré comme constant et la solution de l'équation 1-16 s'écrit sous la forme :

$$A(z + h, \tau) \approx \exp[h(\hat{D} + \hat{N})]A(0, \tau) \approx \exp(\hat{D})\exp(\hat{N})A(z, \tau) \quad (1-19)$$

L'opérateur \hat{N} est un facteur multiplicatif dans le domaine du temps. L'opérateur \hat{D} contient un opérateur différentiel du deuxième ordre en temps. Pour palier à cette difficulté, on passe dans le domaine fréquentiel en utilisant la transformée de Fourier. L'opérateur \hat{D} devient donc une multiplication par le terme $i\omega^2$. Après avoir traité l'opérateur \hat{D} comme une simple multiplication, on repasse dans le domaine temporel en utilisant la transformée de Fourier inverse. Une représentation schématique de cette méthode est visible sur la figure 1.13.

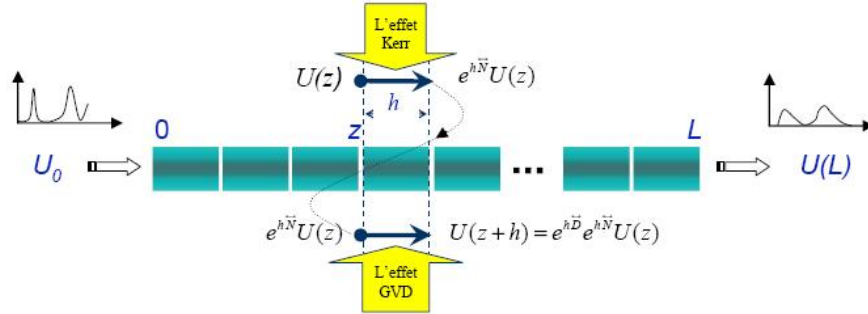


FIGURE 1.13 – Représentation schématique de la méthode split-step Fourier

Au final, la solution de l'équation 1-12 s'écrit donc sous la forme :

$$A(z + h, \tau) \approx F^{-1} \left[\exp \left(-\frac{ih}{2} \beta_2 (i\omega)^2 \right) F \exp (ih\gamma |A|^2) A(z, \tau) \right] \quad (1-20)$$

où F représente la transformée de Fourier et F^{-1} la transformée de Fourier inverse.

Du point de vue de l'interprétation physique de la méthode SSF, celle-ci implique que l'effet Kerr et l'effet de la dispersion s'appliquent non pas de manière simultanée sur l'impulsion, mais l'un après l'autre.

1.4 Les lasers semi-conducteurs

Ces dernières années, les lasers ML à semi-conducteurs ont bénéficié d'un intérêt particulier. En effet, ils présentent de faibles dimensions ce qui permet donc d'atteindre des fréquences de répétition élevées. Le développement de ces structures a ainsi intéressé beaucoup de monde depuis le début des années 1970.

Nous allons commencer par rappeler les paramètres principaux de caractérisation des impulsions d'un laser avant de nous intéresser aux lasers à bâtonnets quantiques.

1.4.1 Caractérisation des impulsions

Des détails sur le calcul des paramètres définis ci-dessous sont donnés en annexe A.

1.4.1.1 Largeur d'impulsions

On note g le gain du laser, l_s^a l'intensité de saturation et α_0 la constante de pertes de l'absorbant saturable. $\Delta\omega_g$ représente la largeur du spectre de gain et A_0 est l'enveloppe de l'impulsion à la position et à l'instant initial. On peut alors écrire que, dans un laser à semi-conducteurs (SC) à deux sections, la largeur à mi-hauteur d'une impulsion est définie par :

$$\Delta_{FWHM} = 1,76 \sqrt{\frac{2gl_s^a}{\alpha_0 \Delta\omega_g^2 |A_0|^2}} \quad (1-21)$$

1.4.1.2 Le « chirp »

On emploie ce terme pour définir les faibles variations de fréquence provenant de l'instabilité du courant. Ces fluctuations provoquent des variations de la densité de porteurs et ainsi de la partie réelle de l'indice effectif. Une variation Δn_r de l'indice entraîne des variations $\Delta\lambda$ de la longueur d'onde et $\Delta\nu$ de la fréquence optique, définie par :

$$\Delta\nu = -\frac{c}{\lambda^2} \delta\lambda = -\frac{c}{\lambda} \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} \quad (1-22)$$

avec n_{eff} l'indice effectif du mode guidé.

Ce phénomène doit être pris en compte dans les systèmes de télécommunications puisqu'il entraîne une dégradation des performances. Ainsi, si on considère une impulsion de forme gaussienne avec une largeur à mi-hauteur noté $\Delta\tau$, en l'absence de chirp, la largeur de son spectre $\Delta\nu$ peut être calculée selon la formule :

$$\Delta\nu\Delta\tau = \frac{2\ln 2}{\pi} \quad (1-23)$$

Cette impulsion est dite en limite de Fourier car son spectre optique se déduit par transformée de Fourier de son profil temporel. Mais, en cas de « chirp », la formule précédente n'est pas valable et la largeur du spectre sera plus grande. Il faut alors tenir compte du paramètre α_H nommé facteur d'Henry, paramètre essentiel des lasers SC. L'équation 1-23 prend la forme suivante :

$$\Delta\nu\Delta\tau = \frac{2\ln 2}{\pi} \sqrt{1 + \alpha_H^2} \quad (1-24)$$

α_H traduit le couplage entre la phase et l'amplitude du champ optique et est défini par :

$$\alpha_H = \frac{-4\pi}{\lambda} \frac{\frac{\delta n}{\delta N}}{\frac{\delta G}{\delta N}} \quad (1-25)$$

avec N la densité de porteurs et G le gain du matériau.

1.4.1.3 La gigue temporelle

La gigue temporelle désigne la variation de la périodicité temporelle des impulsions et doit être la plus faible possible. Dans un laser SC, elle a pour principales origines l'émission spontanée, les fluctuations aléatoires du courant de polarisation, le bruit de phase et d'intensité et les instabilités thermiques. Elle s'exprime en fonction de la densité spectrale de bruit de phase S_ϕ par :

$$\sigma = \frac{1}{2\pi f} \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} S_\phi(f) df} \quad (1-26)$$

Or, la densité spectrale de bruit de phase S_ϕ du laser est liée à la largeur de la raie électrique $\Delta\nu$ donc pour réduire la gigue temporelle, il faut diminuer la largeur de la raie électrique.

1.4.2 Les lasers à boîtes et bâtonnets quantiques

1.4.2.1 Bref historique sur les lasers SC à blocage de modes

Au cours des dernières années, les modules SC employant des boîtes et bâtonnets quantiques (« Quantum Dots ou Quantum Dash ») ont suscité une grande attention en raison du potentiel offert par les 3 dimensions de la quantification en énergie. Ces lasers sont mis en avant pour leur valeur plus faible du courant de seuil et du chirp, un gain plus élevé et une meilleure stabilité thermique par rapport aux puits quantiques développés auparavant.

Les premiers lasers à boîtes quantiques « Quantum Dots » à blocage de modes datent de 2001 avec la publication de Huang et al. [37] proposant un résultat de blocage de modes dans un laser SC comportant deux sections. Les impulsions ainsi créées étaient fortement chirpées et sont larges (17 ps) pour un taux de répétition de 7,4 GHz. La vue de ces résultats entraînent plusieurs équipes à se pencher sur le sujet et c'est en 2004 que Thompson et al. [38] proposent un train d'impulsions en limite de Fourier. L'année suivante, Rafailov démontre expérimentalement la possibilité des lasers QD pour la création d'impulsions de quelques femto-secondes [39]. Ces 3 groupes de recherche utilisent un laser à deux sections émettant à 1,3 μm dont la section active est de l'InGaAs/GaAs.

Si les dispositifs à base de InAs/GaAs sont arrivés à maturation en montrant des performances remarquables [40, 41, 42, 43], les bâtonnets quantiques basés sur InAs/InP sont

encore en plein développement. Ils sont pourtant plus intéressants puisqu'ils fonctionnent dans la fenêtre dite télécom de $1,4 - 1,6 \mu m$ (vers $1,3 \mu m$ pour l'InAs/GaAs) mais leur croissance est beaucoup plus délicate. On trouve une première publication au sujet de ces lasers à blocage de modes en 2005 [44] dans laquelle Martinez et al. démontrent la génération d'impulsions sub-picosecondes avec un laser utilisant ce composé.

L'utilisation des structures QDots offre l'avantage d'avoir un spectre de gain large, de faible gigue temporelle liée à la finesse des fréquences de battement.

1.4.2.2 Matériau à bâtonnets quantiques

Les composants utilisés ont été fabriqués à Alcatel-Lucent Thalès 3 – 5 lab. Nous ne rentrerons pas dans les détails pour des raisons de confidentialités et parce que d'autre part nous nous plaçons en tant qu'utilisateurs de ces structures. Le laboratoire Foton dont Persyst a été (et est) associé à plusieurs projets de recherche exploitant ces structures (RNRT Rotor, ANR Persyst II, ANR Teldot). L'article suivant [45] résume l'avancé dans ce domaine et donne quelques caractéristiques du laser que nous avons utilisé pour les expériences présentées en deuxième partie. Nous pouvons citer aussi les thèses de Jérémie Renaudier [46] et Akram Akrouit [47].

Le composant utilisé a été obtenu par épitaxie de jets moléculaires. Sa structure est présentée sur la figure 1.14. Il s'agit d'une cavité Fabry-Perot d'1 mm de long dont la région active est composée de couches d'InAs avec des injecteurs d'InGaAsP.

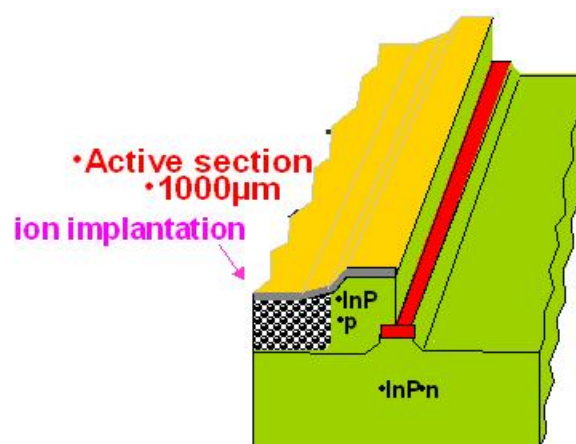


FIGURE 1.14 – Structure du laser à bâtonnets quantiques.

1.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les lasers à fibre impulsionnels. La première partie fait un état de l'art de l'avancé dans ce domaine puis nous avons alors abordé les procédés mis en oeuvre afin d'obtenir un fonctionnement impulsionnel en insistant sur les mécanismes du blocage de modes.

Nous avons ensuite présenté l'équation non-linéaire de Schrödinger traduisant les effets non-linéaires et dispersifs que subit la propagation d'une impulsion et nous avons proposé un procédé de résolution numérique.

Enfin, nous avons présenté rapidement les lasers à semi-conducteurs utilisés dans les expériences présentées dans la seconde partie de ce manuscrit.

Chapitre 2

Le régime solitonique

Par définition, un soliton ou onde solitaire se propage sans se déformer dans un milieu non-linéaire et dispersif. Dans le cas de régime impulsionnel, il s'agit alors d'une impulsion qui revient identique à elle-même à chaque tour de cavité. La théorie est largement développée dans la référence [48] et nous allons ici en reprendre les principaux éléments avant de présenter une configuration expérimentale fonctionnant en régime solitonique.

2.1 Théorie du soliton

2.1.1 Paramètres de dispersion

Nous définissons le paramètre de dispersion D , exprimé en ps/(nm.km) paramètre essentiel dans les cavités lasers fibrées. Il traduit le fait que deux longueurs d'onde différentes ne se propagent pas à la même vitesse. D est défini par :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2-1)$$

où λ est la longueur d'onde de propagation, c est la vitesse de la lumière dans le vide et β_2 le paramètre de dispersion souvent exprimé en nm/km. A titre d'exemple, dans une fibre standard SMF-28, à la longueur d'onde de 1550 nm, le paramètre D vaut 16,5 ps/(nm.km) tandis que ce coefficient est souvent négatif dans les fibres dopées erbium. On définit alors la dispersion moyenne d'une cavité laser par :

$$D_{cav} = \frac{\sum_i D_i L_i}{L_{tot}} \quad (2-2)$$

avec L_i la longueur d'un tronçon de fibre et D_i la valeur de dispersion de cette fibre et L_{tot} la longueur totale de la cavité.

Le régime solitonique ne peut apparaître que dans une cavité où la dispersion est anormale ($D_{cav} > 0$). De plus, les impulsions les plus courtes sont obtenues lorsque D_{cav} tend vers zéro. Nous ajustons ainsi les longueurs de fibre (ajout de la fibre SMF pour augmenter

la dispersion, ajout de la fibre à compensation de dispersion pour la diminuer par exemple) pour avoir la dispersion voulue suivant le régime de fonctionnement espéré. Nous notons que dans le cas d'une dispersion négative, on parle de laser fonctionnant en mode « *stretched-pulse* », permettant la génération d'impulsions plus brèves et plus puissantes. C'est ce type de laser qui a fait l'objet d'un brevet en 1996 [32]. Le lecteur pourra retrouver dans ce brevet ainsi que dans la référence [31] une comparaison détaillée des deux modes de fonctionnement.

2.1.2 Paramètres d'un soliton

Un soliton est solution de l'équation non-linéaire de Schrödinger. La conservation de leur forme au cours de la propagation est due à un équilibre entre le chirp induit par effet Kerr et le chirp provenant de la dispersion chromatique de la fibre. Nous ne reprendrons pas toute la théorie mais seules les paramètres importants seront donnés ici. Pour de plus amples informations, le lecteur pourra se reporter à la référence [48].

Le soliton fondamental a un profil sécante hyperbolique et son intensité peut s'écrire sous la forme :

$$P(t) = P_0 \left[\operatorname{sech} \left(\frac{t}{T_0} \right) \right]^2 \quad (2-3)$$

où T_0 est la durée de l'impulsion et P_0 sa puissance crête. Nous définissons alors les cinq paramètres classiques suivants correspondant à la longueur de dispersion z_d , la période du soliton z_0 , la longueur non-linéaire z_{nl} , l'ordre du soliton N et la puissance crête théorique du soliton P_0 :

$$z_d = \frac{T_0^2}{\beta_2} \quad (2-4)$$

$$z_0 = \frac{\pi}{2} z_d \quad (2-5)$$

$$z_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2-6)$$

$$N^2 = \frac{z_d}{z_{nl}} \quad (2-7)$$

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \quad (2-8)$$

2.1.3 Caractéristiques spectrales

Nous remarquons aussi l'existence d'un phénomène un peu particulier qui est l'apparition de bandes latérales symétriques par rapport au centre du spectre. Elles ont été observées pour la première fois par Kelly en 1992, de sorte qu'elles portent le nom de *bandes de Kelly*. Ces bandes latérales sont interprétées comme des interférences constructives et destructives entre 2 ondes de part-et-d'autre de chaque bande. Ni la position ni la largeur de ces bandes ne changent quand nous changeons l'énergie des impulsions par l'intermédiaire du courant

de pompe. Une explication physique est ainsi proposée dans le paragraphe suivant.

Lorsqu'une onde soliton se propage dans une cavité, elle subit des perturbations périodiques. Non seulement, l'onde soliton est amplifiée par le tronçon de fibre à gain mais elle subit également des pertes d'énergie notamment au niveau du coupleur et en traversant différents composants ainsi qu'au niveau des soudures. Sur un tour, l'amplification reste distribuée sur un tronçon de la cavité tandis que les pertes sont discrètes. L'évolution de l'énergie du soliton est donc en dents de scie avec une période égale à la longueur de la cavité. A cause de ces perturbations, une partie de l'énergie est périodiquement évacuée en des ondes de diffusion radiatives se propageant linéairement dans le milieu. Elles sont au départ en phase avec l'onde soliton mais se propagent à la vitesse de phase du milieu. Elles ont toutes les chances d'être évacuées par le mécanisme de la cavité. Mais, pour celles possédant une fréquence engendrant sur un tour une différence de phase accumulée égale à un multiple entier de 2π avec l'onde soliton, il se produit une interférence constructive. Celle-ci n'a lieu qu'à certaines longueurs d'ondes vérifiant[48] :

$$\Delta\lambda_m = \text{signe}(m)\lambda_0\sqrt{\frac{2|n|}{cLD_{cav}} - 0,0787\frac{\lambda_0^2}{(c_0^T)^2}} \quad (2-9)$$

avec m l'ordre de la bande considérée, λ_0 la longueur d'onde centrale du spectre considéré et $\Delta\lambda_m$ le décalage en longueur d'onde de la bande m par rapport à la longueur d'onde centrale. La figure 2.1 montre un spectre typique accompagné de bandes de Kelly. L'équation 2-9 montre qu'il est possible de remonter à la dispersion moyenne de la cavité D_{cav} en relevant la position des bandes latérales puis en tracant la droite $\Delta\lambda_m^2$ en fonction de m et en calculant la pente p de cette droite. Nous remontons alors à la dispersion selon :

$$D_{cav}^{exp} = \frac{2\lambda^2}{cpL_{cav}} \quad (2-10)$$

Nous avons comparé pour notre expérience les valeurs de D_{cav} données par le relevé des bandes de Kelly et par l'équation 2-2. Nous en verrons le résultat dans la suite de ce manuscrit.

2.2 Configuration expérimentale

2.2.1 Schéma de cavité

La cavité présentée sur la figure 2.2 présente la première cavité laser réalisée. Nous pompons la fibre dopée erbium à 980 nm via un multiplexeur. Un isolateur fixe le sens de propagation et nous trouvons également un polariseur ainsi que deux contrôleurs de polarisation. Ainsi, comme expliqué dans le chapitre 1, le blocage de modes est obtenu grâce au mécanisme de la rotation non-linéaire de polarisation. Les longueurs de fibre pourront être

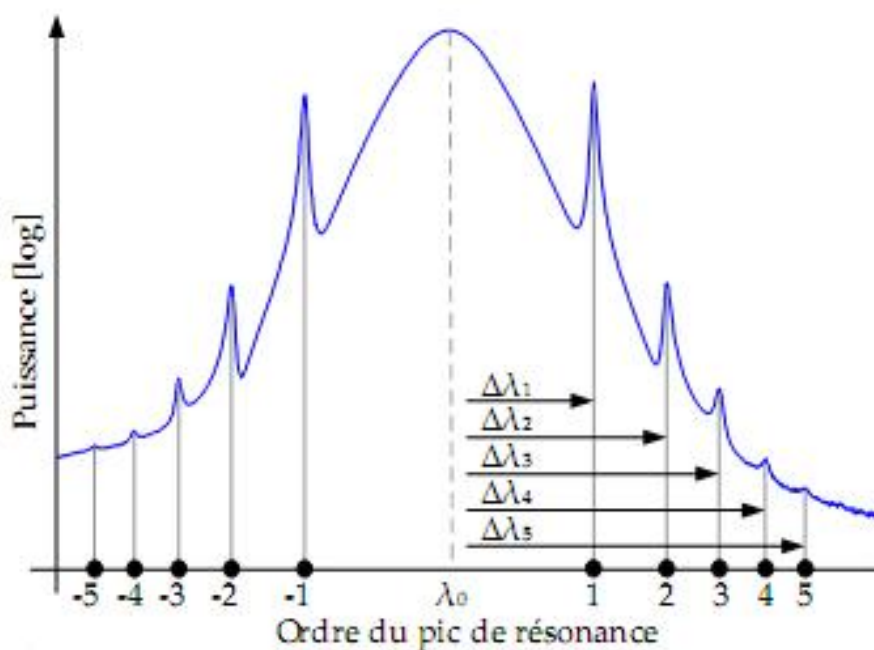


FIGURE 2.1 – Spectre présentant des résonances de Kelly.

Les bandes de Kelly, caractéristiques des lasers solitoniques dégradent le spectre laser. Le relevé de la position de ces bandes permet d'évaluer la dispersion totale de la cavité laser.

adaptées et optimisées suivant le résultat attendu et observé.

Pour observer le signal de sortie, nous utilisons un détecteur pour visualiser la trace temporelle ou la trace d'auto-corrélation et un analyseur de spectre optique. Les différentes traces ainsi obtenues et présentées dans la partie suivante sont relevées avec une cavité contenant 25,5 m de fibre SMF (en plus de celle présente par les composants) et 4,5 m de fibre dopée erbium. La longueur totale de la cavité est alors de 30 m. Nous obtenons ainsi une dispersion D_{cav} théorique en utilisant la formule 2-2 de :

$$D_{cav}^{th} = \frac{17 * 25,5 - 16 * 4,5}{30} = 12,05 ps/(nm.km) \quad (2-11)$$

2.2.2 Pertes dans la cavité

La soudure de fibre optique est devenue classique. Elle a l'avantage de limiter les connecteurs et par conséquent de réduire les pertes à l'intérieur de la cavité.

Les pertes dues aux soudures entre deux fibres classiques sont estimées à 0,5 dB.

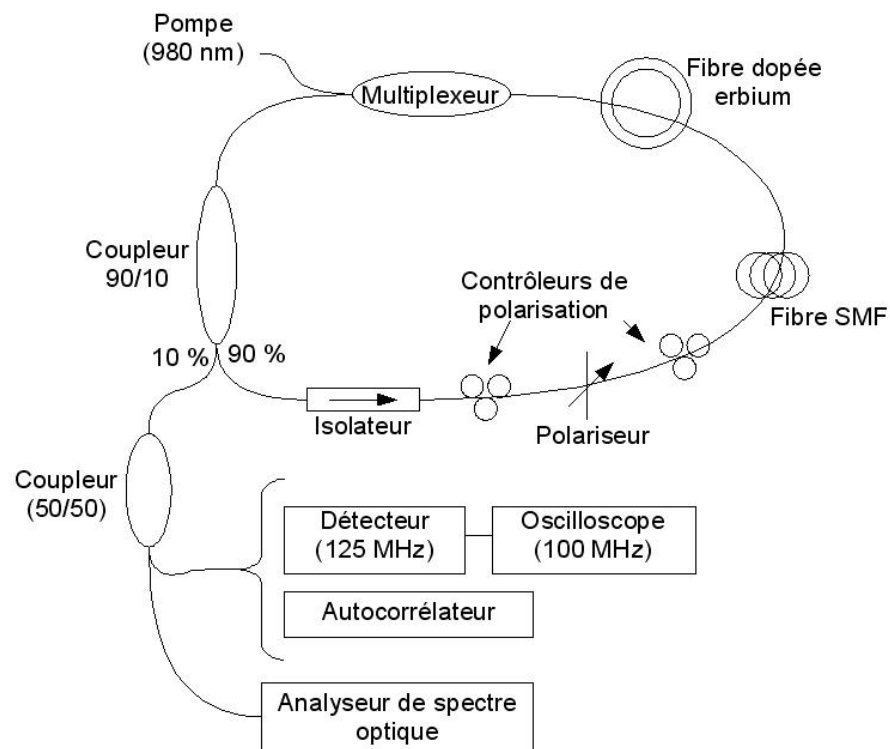


FIGURE 2.2 – Présentation de la cavité en anneau.

La dispersion nette de la cavité est positive et permet le régime solitonique. La cavité génère des impulsions solitoniques espacées de 64 ns correspondant à l'ISL de la cavité.

2.3 Traces caractéristiques de ce régime de fonctionnement

2.3.1 Bandes latérales

Le seuil du laser correspond à une puissance de pompe de 7 mW tandis que le régime impulsionnel apparaît à partir de 30 mW. Le laser passe entre-temps par un fonctionnement continu puis Q-switch. Suivant l'ajustement de la polarisation, le régime restera en Q-switch ou basculera en régime de blocage de modes.

La dispersion théorique calculée est positive. Nous sommes donc en régime de dispersion anormale pour lequel la propagation solitonique a lieu. Le spectre de la figure 2.3 montre la présence des bandes de Kelly tandis que la figure 2.4 est un relevé de la trace d'auto-corrélation obtenue avec une largeur à mi-hauteur de 2 ps. En admettant que le profil de nos impulsions soit un profil de sécante hyperbolique, nous en déduisons une durée réelle de 1,5 ps.

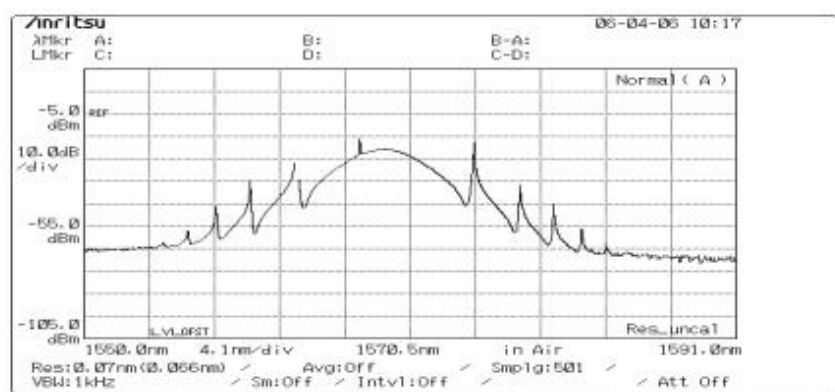


FIGURE 2.3 – Spectre laser.

Les bandes latérales sont très visibles sur le spectre laser observé.

Nous relevons la position des bandes latérales et nous calculons à l'aide de la formule 2-10 la dispersion expérimentale correspondante. La figure 2.5 présente le tableau récapitulatif des positions des bandes latérales et la droite utile au calcul. La pente déduite de ce tracé est de $39,4 \text{ nm}^2$. Nous obtenons donc : $D_{cav}^{exp} = \frac{2 \cdot 1550^2}{3 \cdot 39,4 \cdot 30} \cdot 10^{-2} = 13,55 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$.

Les deux valeurs de dispersion calculées théoriquement et expérimentalement sont du même ordre de grandeur. La petite différence existante est due au caractère approchée de la formule et aux imprécisions de mesure (longueurs des tronçons de fibre ou relevé des positions des bandes latérales).

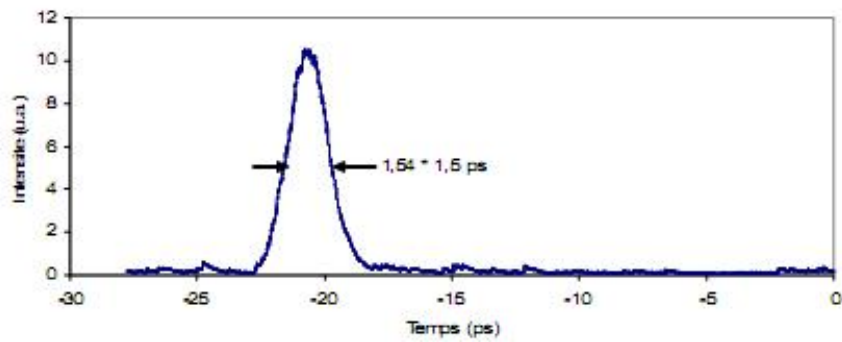
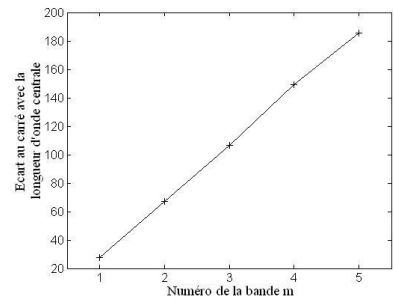


FIGURE 2.4 – Profil d’autocorrélation du soliton.
Le profil est de type sécante hyperbolique. La largeur à mi-hauteur déduite est alors de 1,5 ps

Numéro	Position (nm)	Position au carré
1	1555,77	27,56
2	1580,09	67,21
3	1582,23	106,79
4	1584,11	149,28
5	1585,51	185,34

(a) Tableau récapitulatif des positions des bandes de Kelly



Tracé de l'écart au carré entre la longueur d'onde centrale et la longueur d'onde de la bande considéré en fonction du numéro m de la bande

FIGURE 2.5 – Relevé de la position des bandes latérales.

2.3.2 Régimes dynamiques

En fonction des réglages des contrôleurs de polarisation de la cavité, on peut obtenir deux régimes de fonctionnement différents. Le premier se caractérise par la présence d'un piédestal sur la trace d'autocorrélation telle que présentée sur la figure 2.6 tandis que celle du second n'en a pas et apparaît moins bruitée.

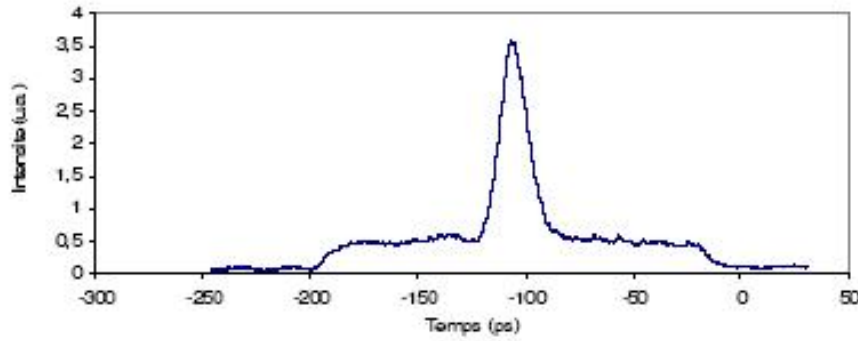


FIGURE 2.6 – Trace d'autocorrélation d'un régime solitonique présentant un piédestal.

Il y a aussi une différence visible dans la stabilité du système. En effet, le régime présentant un piédestal se perd plus facilement mais c'est aussi celui que l'on retrouve en premier.

2.3.3 Optimisation de la cavité

Comme nous l'avons dit plus haut, il est démontré que les impulsions sont souvent plus stables et plus exploitables lorsque la dispersion totale de la cavité est nulle. Pour cela, de la fibre dite à compensation de dispersion peut être insérée dans la cavité. Celle-ci dispose d'une dispersion négative valant $-29 \text{ ps}/(\text{nm.km})$. Suivant la dispersion D souhaitée, il faudra insérer un tronçon de x cm de cette fibre que l'on trouve facilement selon la formule suivante :

$$x = \frac{-16,45 + 25,5 * 17 - 30 * D_{tot}}{D_{tot} + 29} \quad (2-12)$$

Trois essais ont été réalisés afin de diminuer petit à petit la dispersion et les comparaisons sont faites sur le spectre et sur la facilité à obtenir des impulsions stables :

- Avec 5 m de fibre à compensation de dispersion, la dispersion de la cavité est alors de $6 \text{ ps}/(\text{nm.km})$. Le seuil du laser reste à 7 mW. Deux régimes sont observés : l'un avec des bandes latérales donnant des impulsions sans piédestal mais très peu puissantes et un autre avec des bandes latérales pour lequel la trace d'auto-corrélation présente un grand piédestal.

- Avec 9,5 m, on se retrouve avec une cavité de 38 m dont la dispersion vaut 2 ps/(nm.km). Ici, les impulsions sont stables et le spectre est large sans bande latérale mais la trace d'auto-corrélation, qui a une largeur de 1,4 ps, possède un piédestal prenant beaucoup d'énergie.
- Avec 12,5 m de fibre de dispersion négative, la dispersion est à priori nulle. Néanmoins, les résultats obtenus ne sont pas convaincants. En effet, l'impulsion visible est présente au dessus d'un piédestal.

2.4 Observation d'un régime intermittent

C'est en voulant optimiser la cavité et raccourcir au maximum sa longueur totale que nous avons observé un régime dynamique plus particulier que nous allons présenter ici. Les figures présentées par la suite sont obtenues avec 2,50 m de fibre dopée erbium et une longueur de fibre SMF totale de 10,3 m.

2.4.1 Spectre à double composante et impulsions fines

La figure 2.7 (a) représente le spectre, large de 68 nm. On retrouve un pic aux basses longueurs d'onde traduisant la présence du régime continu. A droite sur cette même figure est représentée la trace d'auto-corrélation correspondante. L'impulsion a une durée de 40 fs.

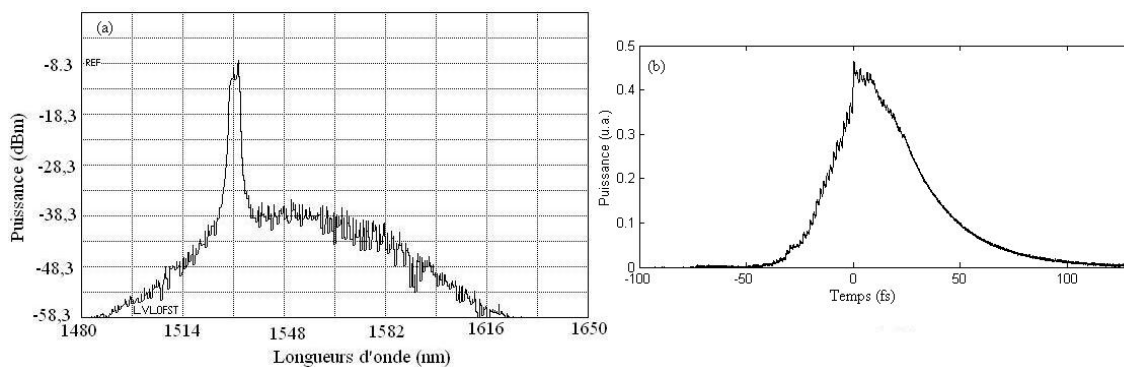


FIGURE 2.7 – Spectre caractéristique de ce régime.

2.4.2 Les 3 phases de ce régime

Le laser fonctionne en continu puis délivre brusquement un train d'impulsions de 60 fs chacune séparées de 64 ns pendant une durée de 2,25 μ s. Ensuite, le laser s'éteint pendant 12 μ s environ et enfin, le régime CW démarre avec un régime transitoire d'oscillations de relaxation. Cette séquence se répète le plus souvent de façon intermittente.

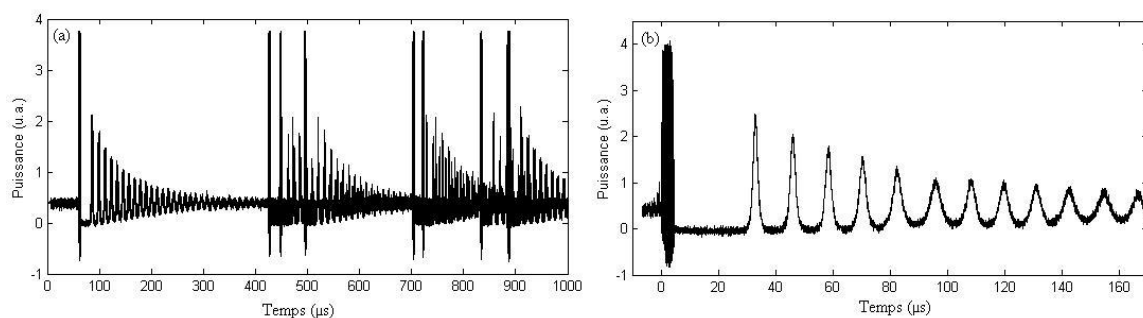


FIGURE 2.8 – (a) Vue générale du fonctionnement du laser (b) Zoom sur une séquence.

La figure 2.8 de gauche représente plusieurs séquences sur une échelle de temps de 5 ms et celle de droite montre un zoom sur une séquence. La figure 2.9 caractérise le régime transitoire avec une fréquence de relaxation de 96 kHz ainsi qu'un zoom sur l'enveloppe contenant les impulsions.

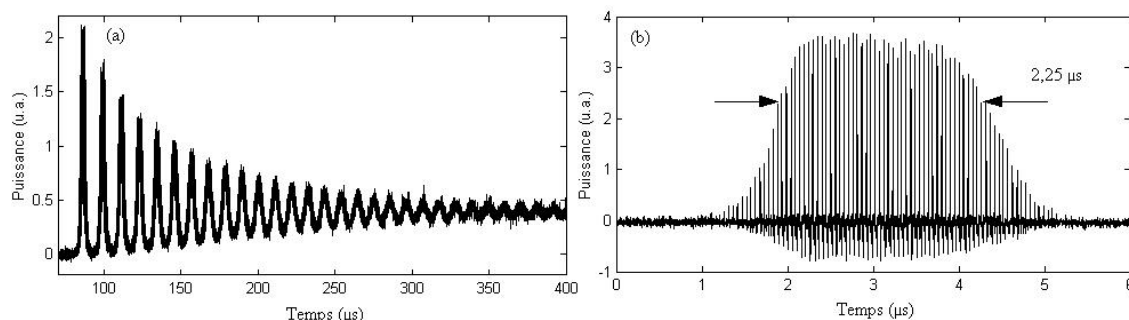


FIGURE 2.9 – (a) Relaxation du laser (b) Enveloppe contenant toutes les impulsions.

L'intérêt de ce régime est donc de fournir des impulsions très courtes. Son caractère intermittent le rend difficilement exploitable comme source impulsionnelle mais il pourrait être intéressant de comprendre son mode de fonctionnement. De plus, la présence du continu montre que le verrouillage de modes n'est pas complet.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit en détail le principe de propagation d'un soliton avant d'en présenter des caractéristiques expérimentales. Nous avons pu mettre en avant l'observation des bandes de Kelly utiles au calcul de dispersion totale de la cavité et nous avons discuté de l'influence de la dispersion sur la stabilité des impulsions obtenues.

Nous allons dans le chapitre suivant nous intéresser au régime de fonctionnement plus original en présentant la propagation d'un train multi-impulsionnel.

Chapitre 3

Le régime multi-impulsionnel

L'expérience précédente relatait l'observation d'une seule impulsion par période fondamentale de la cavité, fonctionnement classique. Ce troisième chapitre présente un phénomène plus original qu'est l'observation de plusieurs impulsions par période. Nous commencerons par présenter les composants caractéristiques de la cavité avant d'en montrer le schéma expérimental puis nous donnerons les traces caractéristiques du régime et nous conclurons en montrant l'évolution de ce régime en fonction du courant de pompe.

3.1 Présentation des principaux composants

3.1.1 L'absorbant saturable

Le développement d'absorbants saturables à base de semi-conducteurs a apporté un progrès significatif pour la génération d'impulsions ultra-courtes dans les lasers solides [49, 50]. Nous trouvons de nombreuses autres publications traitant de leur utilisation dans les lasers impulsionnels [51, 52, 53, 54] et par exemple, des impulsions de 320 fs ont été obtenues avec un absorbant saturable à multi-puits quantiques d'InGaAsP déposé sur un substrat d'InP [55].

Trois absorbants saturables ont été utilisés. Ils sont du type SESAM (Semiconductor Saturable Absorber Mirror) et consistent en un empilement de multi-puits quantiques d'InGaAs/InAlAs à semi-conducteurs fabriqués par épitaxie comme le montre la figure 3.1. Cette technologie permet un contrôle très précis des paramètres du dispositif tels que la longueur de travail, l'énergie de saturation ainsi que la durée de recouvrement de l'absorption. Leur temps de réponse est de 5 ps. C'est une micro cavité à faible énergie de commutation.

L'absorbant saturable est présent pour démarrer le processus et ainsi amorcer les premières impulsions mais son temps de réponse peut être supérieur à la durée des impulsions finales. L'absorbant saturable utilisé ici est fabriqué par le Laboratoire Photonique et Nanostructures (LPN) de Marcoussis.

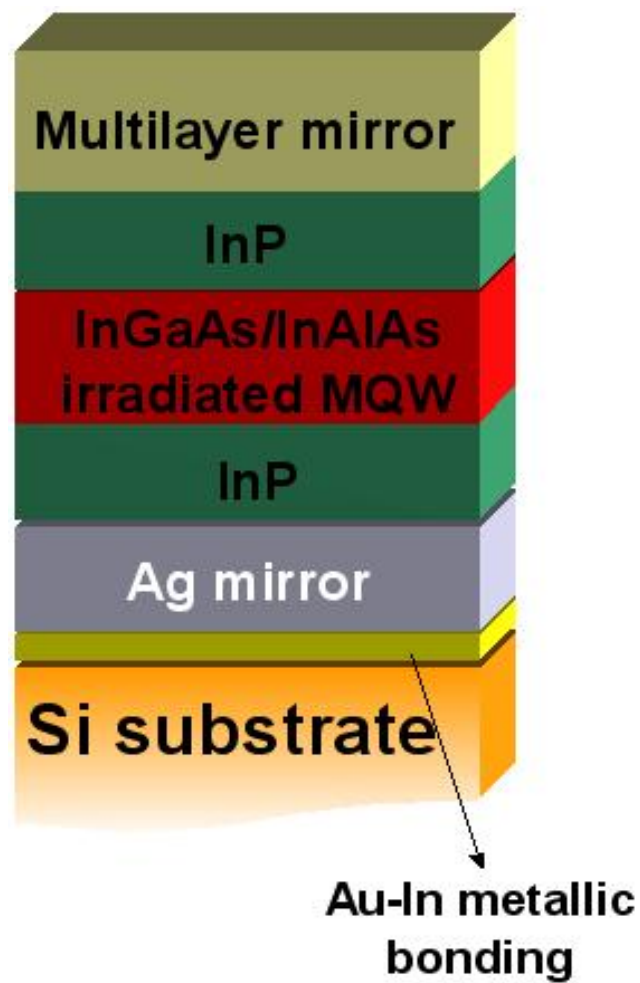


FIGURE 3.1 – Représentation des couches de l'absorbant saturable

Ses caractéristiques n'ont pas été optimisées dans le cadre d'une utilisation dans un laser impulsif mais on a pu se rendre compte qu'il initiait des régimes de fonctionnement intéressants. Il s'est avéré très efficace et on rend compte dans le tableau ci-dessous de ses principales propriétés intrinsèques.

3.1.2 Le miroir à boucle

Celui-ci est réalisé à partir d'un coupleur 50/50, représenté sur la figure 3.2, sur lequel deux entrées sont soudées. Nous soudons les entrées 3 et 4. Ainsi, une onde envoyée par l'entrée 1 se décomposera en deux ondes qui traverseront le miroir en sens opposé et s'additionneront à nouveau sur la voie 1 et 2. La différence est le déphasage de ces deux ondes : sur la voie 1, les deux ondes sont en phase (même déphasage de $\frac{\pi}{2}$ accumulée lors du trajet) alors que sur la voie 2, l'onde se propageant de 3 vers 4 aura accumulé un déphasage de π tandis que celle allant de 4 vers 3 ressortira non déphasée : les deux ondes seront ainsi en opposition de phase et s'annuleront en sortie. Le miroir ainsi réalisé n'est pas parfait mais nous pouvons considérer qu'un maximum de puissance est réfléchi sur la même entrée.

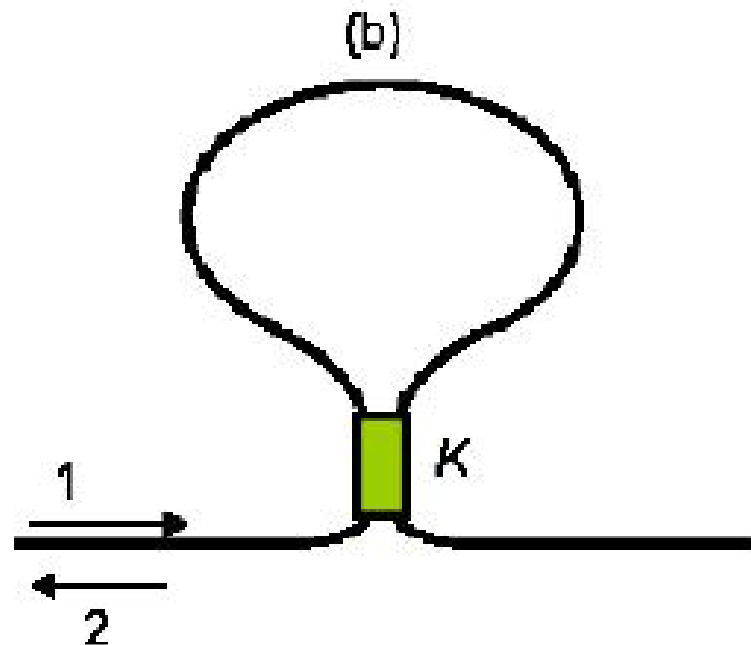


FIGURE 3.2 – Représentation schématique du miroir à boucle

3.1.3 La fibre dopée erbium

On caractérise principalement les fibres dopées à l'aide de leur concentration en ion. En effet, l'avantage d'avoir un taux de dopage plus élevé est de pouvoir raccourcir la longueur

Ouverture numérique	0,26 +/- 0,03
Absorption à 1530 nm	6-8
Absorption à 1580 nm	2,5-3,5
Dispersion modale de polarisation (ps/m)	0,025
Diamètre du champ de mode (μs)	5 +/- 1
Diamètre du coeur (μs)	3

FIGURE 3.3 – Caractéristiques de la fibre dopée erbium utilisée.

nécessaire à l'apparition de l'effet laser. Nos premiers travaux ont été réalisés à l'aide d'une fibre se trouvant à notre disposition sans tenir compte de sa concentration.

Ces principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.3.

La caractéristique essentielle est la valeur de dispersion de -17 ps/(nm.km) dont nous nous servons pour évaluer le régime dans lequel nous nous trouvons selon la méthode présentée dans l'équation 2-2. Nous estimons qu'une longueur de fibre de 2 m est essentielle pour pouvoir avoir l'effet laser avec une valeur de seuil correcte.

Notons ici que nous avons pu disposer de fibres à taux de dopage plus importants dans le but de raccourcir la longueur de cavité mais elles se sont avérées plus difficiles à souder et perdaient du coup beaucoup de leur efficacité. En effet, leurs propriétés sont différentes notamment au niveau de la taille du coeur et les programmes de soudure classiques (cf. chapitre précédent) n'étaient alors pas performants.

3.2 Schéma expérimental

La cavité, dont le schéma expérimental est présenté sur la figure 3.4, est une cavité linéaire de type Fabry-Perot. L'un des miroirs est un coupleur 50/50 dont nous avons soudé deux extrémités tandis que l'autre miroir est constitué l'absorbant saturable présenté en première partie. La fibre dopée erbium est pompée à 980 nm via un multiplexeur. La caractéristique de cette diode est visible en annexe. La sortie est prise sur le miroir à boucle et un contrôleur de polarisation est inséré.

Nous avons également ajouter un tronçon de fibre SMF en plus de celle présente par les composants fibrés utilisés. Sa longueur, ainsi que celle de la fibre dopée erbium est ajustée afin de comparer différents régimes de fonctionnements. Nous notons que ces longueurs ont une influence certaine sur la stabilité des traces observées mais aussi sur la présence ou non d'un piédestal sur la trace d'autocorrélation.

Sous certaines conditions de polarisations et de longueurs de fibre, nous obtenons un régime de fonctionnement original : un fonctionnement à multi-impulsions. Nous présenterons

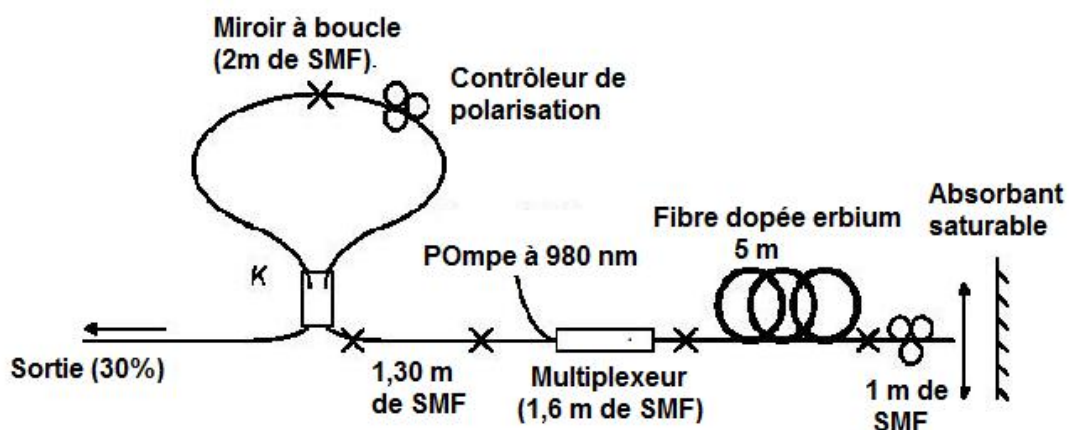


FIGURE 3.4 – Schéma de la cavité linéaire.

Cavité de type Fabry-Perot dont la dispersion est ajustée en fonction de la longueur de fibre SMF insérée. L'absorbant saturable permet d'initier le régime impulsionnel.

ici ce régime obtenu pour une cavité de 11 m avec 5 m de fibre dopée erbium. Nous nous trouvons donc en régime de dispersion positive mais proche de zéro. L'intervalle spectral libre de cette cavité vaut ainsi 91 MHz (110 ns).

3.3 Caractéristiques du fonctionnement multi-impulsionnel

Nous nous plaçons à fort courant de pompe dans un régime mono-impulsionnel et le simple fait de tourner un contrôleur de polarisation bascule le fonctionnement en un régime multi-impulsionnel. Nous voyons alors apparaître sur la trace d'auto-corrélation une vingtaine d'impulsions comme le montre la figure 3.5 tandis que sur le spectre, les raies lasers apparaissent plus nettement (figure 3.6). Le profil d'autocorrélation présenté est limité par la fenêtre d'acquisition de l'appareil (180 ps) mais en réalité, la trace s'étale sur une plus grande plage temporelle.

Une fois ce régime observé, le but a été d'optimiser les réglages afin d'obtenir des modulations sur le spectre ayant la plus grande fréquence possible. Le premier point est de se mettre à une puissance de pompe élevée, par exemple 91 mW, dans lequel le régime multi-impulsionnel est stable. Par la suite, l'orientation de l'absorbant saturable est modifié mais ceci n'a aucun effet si ce n'est de faire apparaître un piédestal en cas de trop grandes variations. Par contre, en jouant sur la focale, les impulsions deviennent plus serrées sur la trace d'auto-corrélation et donc plus espacées sur le spectre.

Le maximum obtenu est un taux de répétition de 1,3 nm soit 160 GHz sur le spectre et de 5,5 ps sur l'auto-corrélateur. Ce temps correspond au taux de répétition des impulsions liées dans chaque train car on rappelle que les trains d'impulsion se répètent eux à l'ISL de

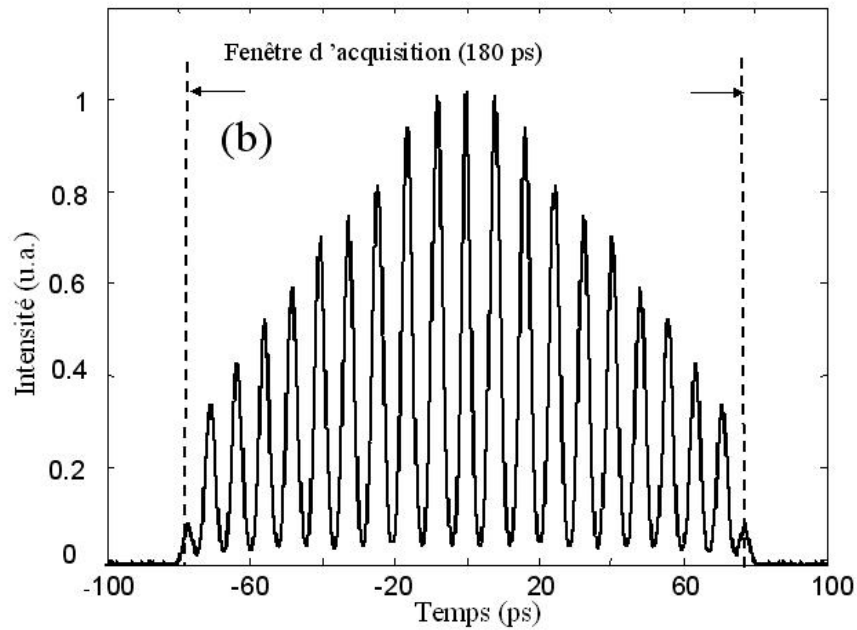


FIGURE 3.5 – Profil d'autocorrélation.

L'autocorrélation présente un étalement d'impulsions sur toute la fenêtre d'acquisition.

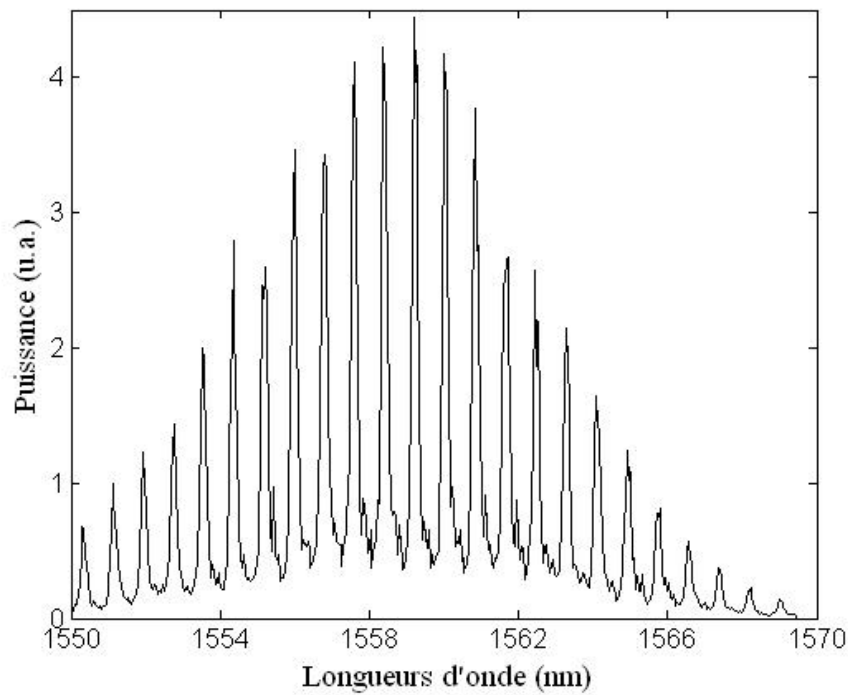


FIGURE 3.6 – Spectre à forte puissance de pompe.

Les raies lasers sont nettement visibles. Leur espacement varie en fonction de la polarisation.

la cavité. L'absorbant saturable est un composant sensible aux variations de température (et même aux courants d'air), les réglages doivent donc être effectués avec précaution. Le régime de fonctionnement apparaît stable en dehors de ces petits désagréments.

La trace temporelle visualisée à l'aide d'un oscilloscope montre des impulsions espacées par 110 ns. Ceci correspond à la fréquence fondamentale de la cavité. Le train d'impulsions n'est pas visible car nous sommes limités par la résolution de l'appareil. Nous nous servons alors de la trace d'auto-corrélation pour valider notre régime multi-impulsionnel et en déduire le nombre d'impulsions.

3.4 Nombre d'impulsions

3.4.1 Simulation et calcul

Une simple simulation sous Matlab permet de confirmer le calcul du nombre d'impulsions. En effet, lorsque le nombre d'impulsions par période est N , la trace d'auto-corrélation en contient alors $2N-1$. Si ces N impulsions sont périodiquement espacées et toutes de même puissance, le rapport entre les intensités maximums de deux impulsions adjacentes sur la trace d'auto-corrélation est constant et vaut $1/N$. Ceci peut également se retrouver par la formule mathématique donnant l'autocorrélation.

Nous nous appuyons sur les traces d'autocorrélation relevées et notamment à partir de la figure 3.5, nous en déduisons qu'il y a 16 impulsions dans ce cas là. Nous faisons ainsi une simulation sous Matlab à partir d'un train de impulsions régulièrement espacées de 1 ps et toutes de même puissance, visible sur la figure 3.7 tandis que la figure (b) présente la trace d'auto-corrélation correspondant obtenue à l'aide du programme de simulation. L'axe des temps a été par choix centré sur 0 afin de se rendre compte de la symétrie de la trace d'auto-corrélation. Nous relevons sur cette dernière 31 impulsions ($= 2*16-1$) et l'écart de puissance entre deux impulsions voisines vaut 0,0625 ($= 1/16$).

Nous remarquons que la forme générale de la trace d'auto-corrélation est en accord avec celle présentée sur la figure 3.5.

3.4.2 Evolution en fonction de la puissance de pompe

Au cours des différents tests réalisés, nous avons voulu essayer de mettre au point une démarche permettant d'obtenir à coup sûr le fonctionnement multi-impulsionnel. Pour cela, nous avons décidé de tracer l'évolution du nombre d'impulsions en fonction du courant de pompe pour différents réglages. La figure 3.8 en est un exemple caractéristique et résume l'ensemble des phénomènes se reproduisant de manière systématique.

Les points importants à relever sont les suivants : le comportement est différent dans le

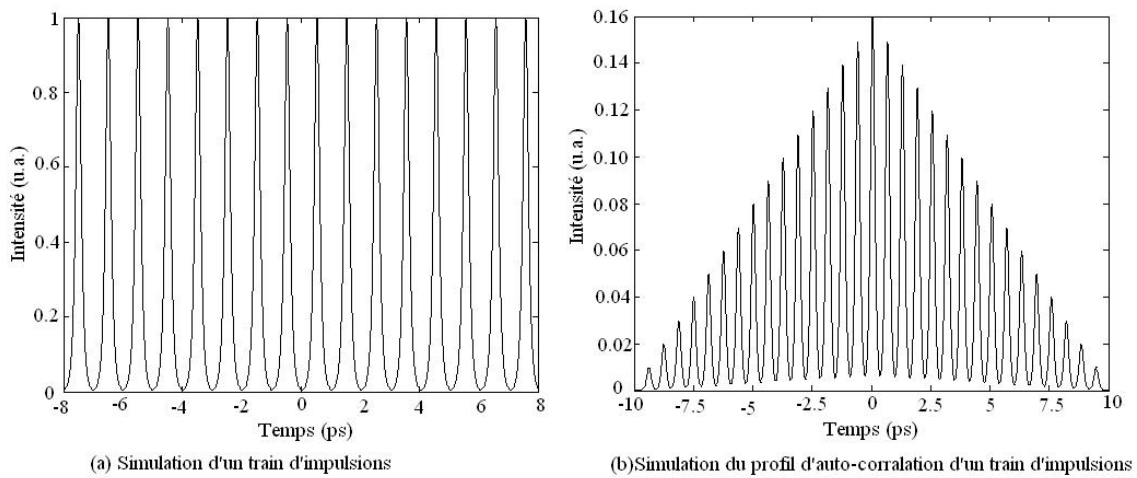


FIGURE 3.7 – Simulation d'un train de 16 impulsions et de sa trace d'auto-correlation. Les impulsions sont régulièrement espacées par 1ps et de même puissance. La trace d'auto-correlation est de forme rectangulaire et comporte 31 impulsions régulièrement espacées.

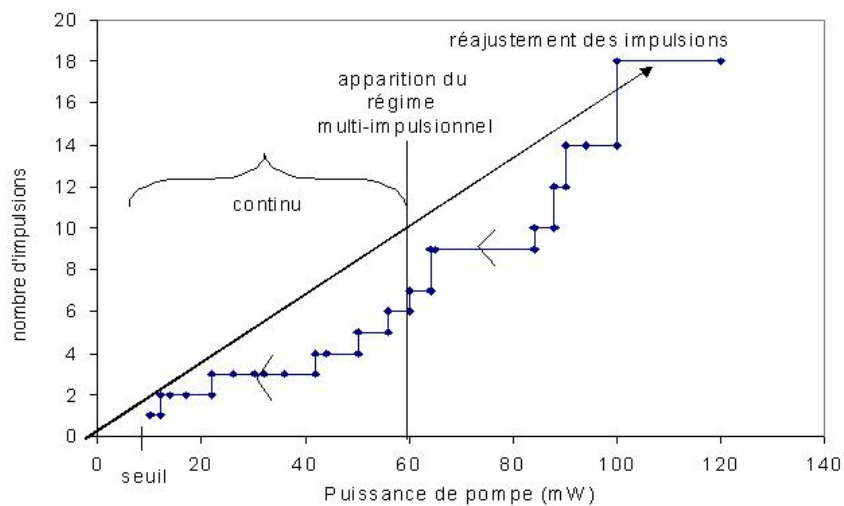


FIGURE 3.8 – Evolution du train impulsionnel en fonction de la puissance de pompe. L'évolution se fait par palier avec un comportement différent dans le sens croissant ou décroissant de la puissance de pompe.

sens croissant ou décroissant de variation de la puissance de pompe. Lorsque nous augmentons la puissance de pompe, nous franchissons le seuil laser vers 12 mW où nous observons un comportement continu. La dynamique devient impulsionnelle de types modes bloqués entre 25 et 60 mW de puissance pompe. Elle est d'abord caractérisée par un régime multi-impulsionnel de quelques impulsions seulement puis le nombre d'impulsions augmente avec la puissance de pompe et atteint son maximum aux alentours de 100 mW pour se stabiliser. En diminuant la puissance de pompe, le nombre d'impulsions diminue par paliers sans repasser par un fonctionnement continu. Proche du seuil, nous obtenons donc un fonctionnement solitonique classique comme celui décrit dans la partie précédente.

3.5 Une interprétation du régime d'impulsions liées

Nous avons vérifié que ce type de régime n'apparaît qu'en régime de dispersion positive. En effet, nous rappelons qu'un soliton ne se propage qu'en régime de dispersion normale. Ainsi, ce régime peut être défini comme un régime multi-solitonique. Nous avons également remplacé le miroir à boucle par un miroir parfait pour s'assurer que ce dernier n'induisait pas des effets dans la cavité conduisant à ce type de régime et également limiter les pertes aux soudures. Aucune différence notable dans les résultats a été observée, le miroir à boucle ne joue donc pas de rôle principale dans l'observation de ce résultat.

La formation de multiples impulsions sous la forme de groupes d'impulsions liées est bien connue [56, 57, 58]. Il a été montré récemment [59], qu'en régime de dispersion solitonique, les ondes dispersives émises par les impulsions qui subissent des perturbations périodiques à chaque tour de la cavité étaient responsables de ce phénomène. Mais, en régime de dispersion normale, il n'y a pas d'ondes dispersives et c'est la succession des tronçons de fibre de dispersion différente qui expliquerait le recouvrement partiel des champs appartenant à des impulsions successives [60].

De nouveaux types de comportements ont été observés et interprétés, tels que la formation de grandes molécules de solitons [61], des collisions entre solitons [62], ainsi que l'existence de pulsations stables de complexité variée, interprétées comme des cycles limites stables de la dynamique non-linéaire dissipative [63, 64]. Néanmoins la génération d'un paquet de 16 impulsions liées dans une cavité à absorbant saturable n'a jamais été reportée. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication lors des Journées nationales d'Optique Guidées en 2006 [65].

Nous pensons également que le fait que l'absorbant était à l'origine fait pour une utilisation pour de la régénération joue un rôle dans la visualisation de ce phénomène. En effet, il crée plus de pertes dans la cavité qu'un absorbant saturable classique pour blocage de modes.

3.6 Compression d'impulsions

Les effets de dispersion et de non-linéarité d'un laser à fibre induisent des modulations de fréquence qu'il est possible de caractériser par le chirp. De manière générale, le chirp (fréquence locale ou instantanée) peut être défini comme la dérivée temporelle de la phase totale de l'impulsion. Le chirp représente la déviation instantanée de la fréquence par rapport à la fréquence initiale de la porteuse. Initialement, la porteuse a une fréquence ω_0 , mais après propagation celle-ci se retrouve modulée en fréquence (chirp $\Omega(z, t)$) de telle sorte que la fréquence instantanée ω s'écrit :

$$\omega(z, t) = \omega_0 + \Omega(z, t)$$

On rappelle qu'une impulsion dont le chirp est nul est en limite de Fourier. Cette limite se caractérise par la valeur du produit $K = \Delta\nu\Delta\tau$ avec $\Delta\nu$ la largeur spectrale à mi-hauteur et $\Delta\tau$ la largeur temporelle prise à mi-hauteur de l'impulsion. Ce produit doit alors être égale à une certaine valeur dépendant du profil de l'impulsion. Le tableau 3.1 récapitule les profils les plus classiques ainsi que les valeurs caractéristiques de la limite de Fourier.

Type d'impulsions	Formule de l'impulsion	Valeur du produit K en limite de Fourier
Rectangle	$1 \text{ } (-\delta t \leq t \leq \delta t)$	$2*1.207/\pi$
Gaussienne	$\exp[-\ln 2 \text{ } (\frac{t}{\delta t})^2]$	0.4413
Sec. hyperbolique	$sech[1.317\frac{t}{\delta t}]$	0.3148
Lorentzienne	$1/[1+\frac{t}{\delta t}]^2$	0.142
Sinus cardinal	$sin(1.207\frac{t}{\delta t}/(1.207\frac{t}{\delta t}))$	0.336

TABLE 3.1 – Produits caractéristiques de la limite pour différentes impulsions.

Le premier travail est donc de calculer le chirp de notre impulsion et de connaître son profil. Nous disposons alors d'un programme de simulation qui, à l'aide de la sauvegarde de la trace d'auto-corrélation et du spectre de l'impulsion calcule la compression à atteindre pour être en limite de Fourier et établit également la longueur de fibre nécessaire pour atteindre la largeur à mi-hauteur correspondante. La fibre utilisée a une dispersion de -29 ps/(nm.km). Le paramètre de chirp ainsi estimé vaut $4,6^1$ avec une impulsion de forme gaussienne.

La figure 3.9 représente l'évolution de la largeur de chaque impulsion en fonction de la longueur de fibre utilisée. Nous remarquons ainsi que la durée d'une impulsion décroît jusqu'à passer par un minimum avant d'augmenter à nouveau. Ainsi, il existe une longueur de fibre, ici de 10,5 m, pour laquelle nous aurons la meilleure compression, l'impulsion sera alors en limite de Fourier. La durée des impulsions en sortie de la fibre à compensation de dispersion est de 450 fs.

1. $chirp = \sqrt{(\Delta\omega_0 T_0)^2 - 1}$

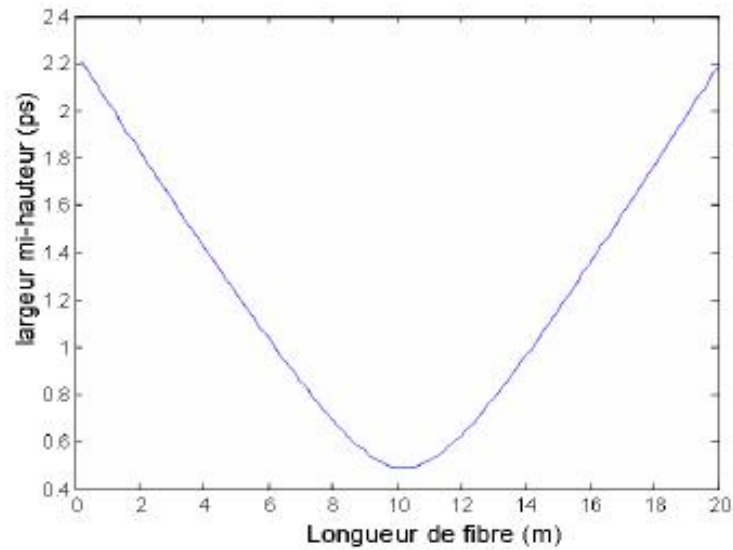


FIGURE 3.9 – Evolution de la largeur de l'impulsion en fonction de la longueur de fibre.
Cette courbe est un résultat de simulation montrant qu'il existe une longueur de fibre optimale permettant de compresser au maximum les impulsions.

A titre de comparaison, nous traçons sur la figure 3.10 les traces d'auto-corrélation de l'impulsion d'entrée en bleu et de l'impulsion après passage dans 10 m de fibre à compensation de dispersion en vert. L'impulsion de sortie est environ 5 fois plus courte que celle d'entrée. Nous avons vérifié expérimentalement cette simulation en insérant en sortie de cavité 10 m de fibre de dispersion négative. Nous avons observé que chaque impulsion était compressée dans le train multi-impulsionnel.

3.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre un régime de fonctionnement intéressant. En effet, nous avons observé un train d'une vingtaine d'impulsions. Chaque train se répète à l'ISL de la cavité et le taux de répétition des impulsions liées dans chaque train peut atteindre 160 GHz. Nous avons également pu démontrer la possibilité de compresser des impulsions en utilisant de la fibre à compensation de dispersion.

L'observation d'un régime multi-impulsionnel s'explique par différents phénomènes et de plus en plus de travaux s'intéressent à ce mode de fonctionnement.

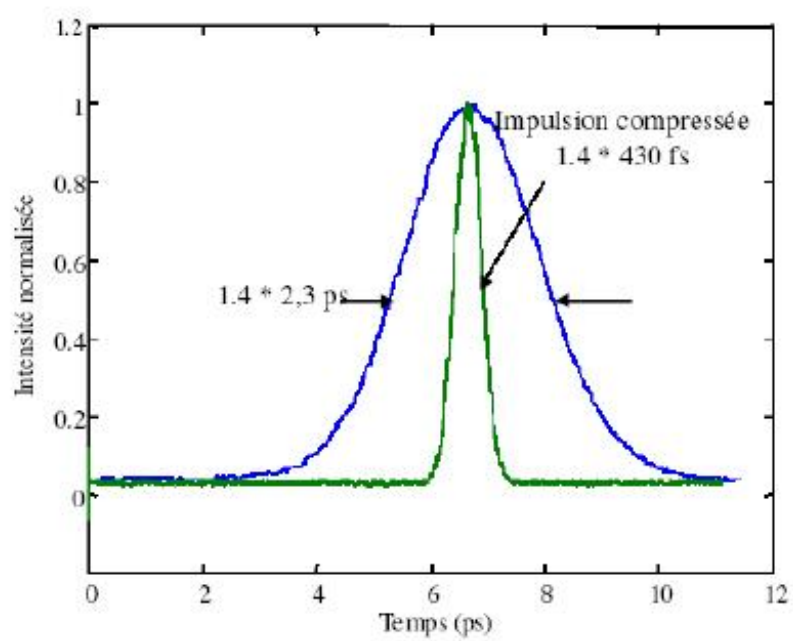


FIGURE 3.10 – Trace d’auto-corrélation de l’impulsion initiale et de l’impulsion compressée. La largeur à mi-hauteur passe de 2,3 ps à 430 fs. Chaque impulsion est ainsi compressée.

Conclusion de la première partie

Cette première partie s'est concentré sur les lasers à blocage de modes. Une fois les bases posées par le premier chapitre, deux configurations expérimentales ont été testées. La première nous a amené à présenter la propagation solitonique bien connu dans la littérature tandis que la seconde a permis de mettre en avant les propriétés d'un régime fonctionnement multi-impulsionnel.

Bien que ses deux premières configurations lasers ont été largement exploitées auparavant, ce travail a été très utile puisqu'il m'a permis de me familiariser avec la théorie du blocage de modes mais aussi de découvrir un phénomène original.

Le sujet initial de la thèse étant de travailler sur les lasers à fibres à blocage de modes passifs, ces expériences étaient préliminaire aux expériences qui devaient en découler. Nous souhaitons travailler sur les nouvelles fibres, notamment fortement non linéaire dans le but de raccourcir les cavités lasers. Or, le développement de ces fibres a pris un peu de retard par rapport à l'avancement de ce projet, c'est pourquoi nous avons envisagé d'insérer des réseaux de Bragg comme filtre dans les cavités.

Ainsi, j'ai eu l'opportunité d'effectuer un premier séjour au sein du Centre Optique Photonique et Laser de l'Université Laval de Québec et d'intégrer l'équipe de Sophie LaRoche reconnue comme experte dans la photoinscription des réseaux de Bragg. Nous allons présenter dans le chapitre suivant les éléments théoriques et de conception des réseaux.

Deuxième partie

Obtention de forts taux de répétition
par filtrage spectral

Introduction à la seconde partie

Le débit des sources optiques est un enjeu actuel important dans le domaine des télécommunications. Il est possible de multiplier par filtrage spectral le débit de sources lasers à impulsions, tout en conservant leurs caractéristiques de stabilité et de fiabilité. Une forte sélectivité du filtre est alors nécessaire pour garantir des raies de transmission suffisamment fines. Cette idée a déjà été proposée pour des débits inférieurs à 10 GHz en utilisant des filtres Fabry-Perot [66] ou des réseaux de Bragg uniformes [67].

Nous rappelons que le taux de répétition d'un laser impulsionnel est lié à l'espacement des modes de ce laser par l'expression suivante :

$$\delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \delta\lambda \quad (3-1)$$

où c est la vitesse de la lumière, $\delta\nu$ est l'écart en fréquence en Hz et $\delta\lambda$ l'espacement entre deux raies laser en nm.

On comprend alors que si nous partons d'une source à 42,5 GHz (soit 0,32 nm), en ne sélectionnant qu'une raie sur quatre ($4 \times 0,32 = 1,32$ nm), la fréquence est multipliée par 4 elle-aussi soit 170 GHz. Il s'agit alors de multiplier le débit initial d'une source laser impulsionnel afin d'en augmenter le débit. Il faut que les raies soient en phase pour éviter les interférences qui créeraient des modes parasites.

Chapitre 4

Utilisation des réseaux de Bragg comme filtre multi-raies spectral

Un réseau de Bragg est une modification permanente de l'indice de réfraction photoinduite par exposition de la fibre optique à un faisceau laser ultraviolet. Un signal optique incident subit alors des réflexions successives tout le long du réseau. Il existe une longueur d'onde, appelée longueur d'onde de Bragg, pour laquelle le signal est réfléchi tandis que le réseau est totalement transparent à toutes les autres longueurs d'onde. Ce principe est illustré sur la figure 4.1. La longueur d'onde de Bragg est définie selon l'expression suivante :

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (4-1)$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode et Λ la période de modulation d'indice photoinduite.

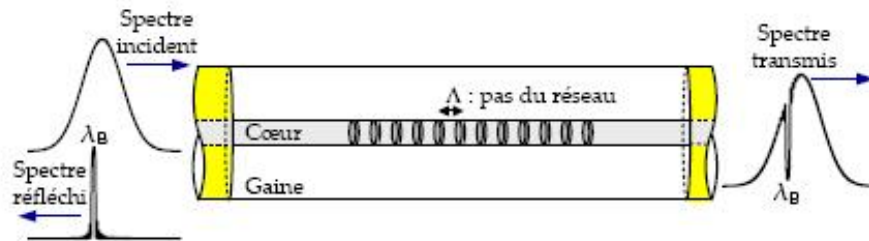


FIGURE 4.1 – Principe du réseau de Bragg

Une seule longueur d'onde est réfléchiée appelée longueur d'onde de Bragg.

Tandis que la modification de l'indice de réfraction de la fibre optique résultante de l'irradiation prend la forme :

$$\Delta n(z) = \Delta n_{moy} + \Delta n_{mod} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \quad (4-2)$$

avec Δn_{moy} la variation d'indice moyen, Δn_{mod} l'amplitude de la modulation d'indice et z la position dans le réseau.

Après avoir établi un court historique des réseaux de Bragg, nous présenterons ici le modèle de propagation dans ce composant puis nous aborderons les procédés de fabrications des réseaux fibrés et présenterons les différents types de réseaux existant. Nous montrerons alors son utilisation en tant que filtre spectral dans des cavités à blocage de mode passif.

4.1 Historique

Le réseau de Bragg doit son nom à William Henry Bragg, précurseur dans la recherche sur la diffraction des rayons X [68] et prix Nobel en 1915. Hill en 1978 [69] fabrique le premier réseau dans le coeur d'une fibre optique. Dans les années qui suivirent, de nombreuses recherches ont été menées sur ce sujet et une découverte fondamentale en découla lorsqu'en 1989, G.Meltz, W.W.Morey et W. H. Glenn ont démontré la technique de l'holographie pour la fabrication d'un réseau [70] à des longueurs d'onde variables. La simplicité de la méthode attira et on ne tarda pas à voir les premières applications tels que les réflecteurs par exemple [71].

En 1993, le procédé d'hydrogénisation fut mis en valeur par Lemaire et al. [72] qui montrèrent que cela permettait d'intensifier la photosensibilité de la fibre optique. On trouve à partir de ces dates différents articles faisant des synthèses sur les techniques de fabrication, les applications des réseaux de Bragg [73] ou encore la modélisation [74].

Il existe de nombreuses applications des réseaux de Bragg que ce soit dans le domaine des télécommunications avec les compensateurs de dispersion ou les filtres égaliseurs de gain par exemple mais ils peuvent aussi être utilisés comme capteurs de température ou de pression.

4.2 Modèle du réseau de Bragg

4.2.1 La théorie des modes couplés

Cette théorie a l'avantage d'être intuitive et décrit précisément les caractéristiques des réseaux. Elle est largement expliquée dans la littérature [75, 76, 77, 36] et la thèse de Skaar [78] fait un excellent résumé duquel nous reprenons ici les grandes lignes. On considère une fibre optique monomode sans perte. La différence d'indice entre le coeur n_c et la gaine n_g étant très faible, on pourra appliquer l'approximation de faible guidage. On définit n_{eff} comme étant l'indice effectif du mode propagatif; nous précisons ici que par convention, la fibre est orientée selon la direction $+z$.

Le champ électrique total est la somme d'un champ propagatif et d'un champ contra-

propagatif :

$$E(x, y, z) = b_1(z)\Psi(x, y) + b_{-1}(z)\Psi(x, y) \quad (4-3)$$

$$b_{\pm 1} = K(z)\exp(\pm i\beta z) \quad (4-4)$$

$$\beta = \frac{n_{eff}\omega}{c} \quad (4-5)$$

avec β la constante de propagation dépendante de la fréquence (et donc de la longueur d'onde).

La dépendance transverse du champ est décrite par la fonction Ψ qui satisfait par ailleurs l'équation d'onde scalaire pour la fibre non perturbée :

$$\{\nabla_t^2 + k^2\tilde{n}^2(x, y) - \beta^2\} \Psi = 0 \quad (4-6)$$

où \tilde{n} représente l'indice de réfraction de la fibre non perturbée, l'opérateur $\nabla_t^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ et $k = \omega/c$ est le nombre d'onde dans le vide. Le champ électrique total E doit satisfaire l'équation d'onde pour la fibre perturbée, c'est-à-dire :

$$\{\nabla_t^2 + k^2n^2(x, y, z) + \partial^2/\partial z^2\} E = 0 \quad (4-7)$$

On peut facilement réécrire l'équation 4-7 en utilisant les équations 4-6 et 4-3 pour obtenir :

$$\frac{d^2}{dz^2}(b_1 + b_{-1})\Psi + [\beta^2 + k^2(n^2 - \tilde{n}^2)](b_1 + b_{-1})\Psi = 0 \quad (4-8)$$

Une multiplication par Ψ^* , une intégration sur le plan xy et finalement une normalisation conduisent à :

$$\frac{d^2b_1}{dz^2} + \frac{d^2b_{-1}}{dz^2} + [\beta^2 + 2kn_{co}D_{11}](b_1 + b_{-1}) = 0 \quad (4-9)$$

où l'on a défini le coefficient D_{11} comme :

$$D_{11} = \frac{\frac{k}{2n_{co}} \int (n^2 - \tilde{n}^2) |\Psi|^2 dA}{\int |\Psi|^2 dA} \quad (4-10)$$

L'indice de réfraction $n_{co} \approx n_{eff}$ est la valeur de l'indice dans le coeur. En se référant au livre [77], on peut décomposer 4-9 en un système de deux équations différentielles du premier ordre,

$$\begin{aligned} \frac{db_1}{dz} - i(\beta + D_{11})b_1 &= iD_{11}b_{-1} \\ \frac{db_{-1}}{dz} - i(\beta + D_{11})b_{-1} &= iD_{11}b_1 \end{aligned} \quad (4-11)$$

Cette décomposition revient à séparer le champ total en ses composantes propagative et contra-propagative. On remarque qu'en l'absence de réseau ($n = \tilde{n}$), la solution de 4-11

est $b_{\pm 1}(z) = B_{\pm 1} \exp(\pm i\beta z)$ avec $B_{\pm 1}$ constant. Les modes se propagent alors sans interagir entre eux : ils sont orthogonaux. Dès qu'une perturbation d'indice a lieu, les deux modes subissent un couplage d'énergie de l'un vers l'autre. Pour un réseau de Bragg, le profil de modulation d'indice est approximativement sinusoïdale et peut être décrit par :

$$n^2 - \tilde{n}^2 = \Delta\epsilon_{r,ac}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta(z)\right) + \Delta\epsilon_{z,dc}(z) \quad (4-12)$$

où Λ est une période choisie de façon à ce que $\theta(z)$ soit une fonction de z lentement variable comparée à la période de Λ . Les fonctions $\Delta\epsilon_{r,ac}(z)$ et $\Delta\epsilon_{z,dc}(z)$ sont réelles et lentement variables avec :

$$\begin{aligned} |\Delta\epsilon_{r,ac}(z)| &<< n_{co}^2 \\ |\Delta\epsilon_{z,dc}(z)| &<< n_{co}^2 \end{aligned} \quad (4-13)$$

Cette notation qui consiste à utiliser les indices ac et dc pour représenter l'amplitude et la valeur moyenne de la modulation est utilisée d'ailleurs dans la littérature [43, 79]. On peut exprimer $D_{11}(z)$ comme une fonction sinusoïdale,

$$D_{11} = \kappa(z) \exp\left(i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) + \kappa^*(z) \exp\left(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) + \sigma(z) \quad (4-14)$$

où κ est une fonction de z complexe, lentement variable et $\sigma(z)$ est réelle, lentement variable. Pour simplifier l'équation 4-11, nous définissons de nouvelles amplitudes de champ $u(z)$ et $v(z)$ telles que :

$$\begin{aligned} b_1(z) &= u(z) \exp\left(+i\frac{\pi}{\Lambda}z\right) \exp\left(+i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \\ b_{-1}(z) &= v(z) \exp\left(-i\frac{\pi}{\Lambda}z\right) \exp\left(-i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \end{aligned} \quad (4-15)$$

On définit alors le facteur de désaccord appelé *detuning* δ et le coefficient de couplage $q(z)$ selon les expressions ci-dessous :

$$\delta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda}q(z) = i\kappa(z) \exp\left(-2i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \quad (4-16)$$

Ainsi, en substituant 4-14 et 4-15 dans 4-11 et en ignorant les termes oscillant rapidement, nous arrivons aux équations des modes couplés :

$$\begin{aligned} \frac{du}{dz} &= +i\delta u + q(z)v \\ \frac{dv}{dz} &= -i\delta v + q^*(z)u \end{aligned} \quad (4-17)$$

Résumons alors le modèle utilisé : le réseau de Bragg est caractérisé par :

- La longueur d'onde de Bragg λ_B
- L'indice effectif n_{eff}
- Le coefficient de couplage lentement variable $q(z)$

Le module du coefficient de couplage détermine la force du réseau ou l'amplitude de la modulation d'indice. Les enveloppes des champs propagatif et contra-propagatif sont couplés par le biais des équations suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{du(z, \delta)}{dz} &= +i\delta u + q(z)v \\ \frac{dv(z, \delta)}{dz} &= -i\delta v + q^*(z)u\end{aligned}\tag{4-18}$$

où δ est proportionnel au désaccord de fréquence par rapport à la longueur de Bragg

$$\delta = \beta - \pi/\Lambda = (\omega - \omega_B)n_{eff}/c\tag{4-19}$$

4.2.2 Solution analytique à la théorie des modes couplés

Pour résoudre le système d'équations 4-18, nous avons besoin de définir des conditions aux limites. Par exemple, $u(0, \delta) = 1$ et $v(L, \delta) = 0$ donnent une réflectivité $r(\delta) = v(0, \delta)$. Il existe deux cas particuliers simples pour lesquels il est possible de trouver une solution analytique : les réseaux faibles pour lesquels on utilise l'approximation de Born au premier ordre [80] et les réseaux uniformes pour lesquels $q(z)$ est constant [76]. Nous allons dire quelques mots sur ces deux cas particuliers ci-dessous.

Le réseau faible

Ces réseaux ont une faible réflectivité et n'influencent que légèrement les modes de propagation. Lorsque $q \rightarrow 0$, les équations des modes couplés ont des solutions triviales qui sont $u = u_0 \exp(i\delta z)$ et $v = v_0 \exp(-i\delta z)$.

$$r(\delta) = -\frac{1}{2} \int_0^\infty q^* \left(\frac{z}{2} \right) \exp(i\delta z) dz\tag{4-20}$$

Le réseau uniforme

Un réseau uniforme a un coefficient de couplage constant le long du réseau. Dans ce cas, il est possible de résoudre analytiquement le système d'équations aux modes couplés. En dérivant 4-18 et en substituant les dérivées des équations originales, on obtient :

$$\frac{d^2 u}{dz^2} = (|q|^2 - \delta^2)u \text{ et } \frac{d^2 v}{dz^2} = (|q|^2 - \delta^2)v.$$

La solution de ces équations permet d'exprimer u et v en fonction de quatre constantes, déterminées en substituant les expressions trouvées dans les équations originales des modes couplés et en appliquant les conditions aux limites¹. Le coefficient de réflexion ainsi obtenu prend la forme :

$$r(\delta) = -\frac{-q^* \sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) - i\delta \sinh(\gamma L)} \quad (4-21)$$

où $\gamma^2 = |q|^2 - \delta^2$.

4.2.3 Méthodes de résolution numérique

Nous allons donner les grandes lignes de trois méthodes pour calculer les coefficients de réflexion et de transmission d'un réseau non uniforme. Etant donné que nous n'avons pas eu besoin de s'en servir, on ne rentrera pas dans les détails.

Intégration numérique directe

Le principe réside dans l'utilisation de la méthode de Runge-Kutta pour la résolution de l'équation de Ricatti :

$$\frac{dr(z, \delta)}{dz} = -2i\delta r - q(z)r^2 + q^*(z) \quad (4-22)$$

Même si cette méthode est simple, le nombre d'itérations doit être conséquent pour assurer la convergence, ce qui tend à une certaine lenteur de résolution. Ainsi, cette méthode est souvent délaissée au profit des matrices de transfert.

Méthode des matrices de transfert

Cette technique est la plus couramment utilisée et le principe est exposé dans différents papiers comme [74] et [81]. On divise le réseau en un nombre N de sous-sections, de longueurs $\Delta = N/L$ pouvant chacune être considérée comme un réseau uniforme. En appliquant les conditions aux limites² et en résolvant les équations des modes couplés de manière similaire à ce qui a été décrit pour un réseau uniforme, nous obtenons la matrice de transfert suivante reliant les champs en z et en $z + \Delta$:

$$\begin{pmatrix} u(z + \Delta) \\ v(z + \Delta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma \Delta) + i\frac{\delta}{\gamma} \sinh(\gamma \Delta) & \frac{q}{\gamma} \sinh(\gamma \Delta) \\ \frac{q^*}{\gamma} \sinh(\gamma \Delta) & \cosh(\gamma \Delta) + i\frac{\delta}{\gamma} \sinh(\gamma \Delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(z) \\ v(z) \end{pmatrix} \quad (4-23)$$

1. $u(0, \gamma) = 1$ et $v(L, \gamma) = 0$

2. Les conditions aux limites sont identiques à celles utilisées pour un réseau uniforme à l'entrée et à la sortie du réseau (en 0 et L). On ajoute ici la continuité à chaque extrémité des sous-réseaux

Nous pouvons également relier les champs au début et à la fin du réseau,

$$\begin{pmatrix} u(L) \\ v(L) \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} u(0) \\ v(0) \end{pmatrix} \quad (4-24)$$

où $T = T_N.T_{N-1}.....T_1$ est la matrice de transfert globale du réseau complet. La matrice T_j est la matrice décrite en 4-24 avec $q = q_j = q(j\Delta)$ étant le coefficient de couplage de la j^{eme} section. Il s'agit donc d'une matrice 2 x 2 avec les éléments suivants :

$$T = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \quad (4-25)$$

Une fois que T est déterminée, les coefficients de réflexion et de transmission complexes sont obtenus par les relations :

$$\begin{aligned} r(\delta) &= -T_{21}/T_{22} \\ t(\delta) &= 1/T_{22} \end{aligned} \quad (4-26)$$

L'avantage de cette méthode est qu'elle est précise et efficace puisque le nombre de sections peut être ajusté selon les besoins.

Méthode des réflecteurs discrets

Cette méthode est basée sur la méthode de Rouard [82]. Skaar a ensuite modifié cette méthode pour accroître la rapidité. Elle consiste à faire une discrétisation du réseau en une suite de réflecteurs complexes. Chaque matrice de transfert peut alors être remplacée par $T^\Delta.T_j^p$ où :

$$T^\Delta = \begin{pmatrix} \exp(i\delta\Delta) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta\Delta) \end{pmatrix} \quad (4-27)$$

est une matrice de propagation obtenue en faisant tendre q vers 0 dans la matrice 4-23 et

$$T_j^{rho} = (1 - |\rho_j|^2)^{-1/2} \begin{pmatrix} 1 & -\rho_j^* \\ -\rho_j & 1 \end{pmatrix} \quad (4-28)$$

est la matrice du réflecteur discret obtenue en faisant tendre q vers l'infini tout en gardant $q\Delta$ constant.

En utilisant le produit de ces deux matrices au lieu de 4-23, on trouve une équation récursive :

$$r(z, \delta) = \frac{\rho_j + r(z + \Delta, \delta)\exp(2i\delta\Delta)}{1 + \rho_j^*(z + \Delta, \delta)\exp(2i\delta\Delta)} \quad (4-29)$$

Le coefficient de réflexion du réseau est obtenu en posant $r(L, \delta) = 0$ et en résolvant 4-29 en remontant vers $z = 0$. Cette méthode est exacte et très rapide.

4.3 Fabrication des réseaux

Différentes techniques permettent l'inscription de réseaux de Bragg. On peut les regrouper en deux catégories : les méthodes holographiques et les montages interférométriques. On se concentrera, dans cette partie, à la description du montage à masque de phase dont dispose le Centre Photonique d'Optique et Photonique de l'Université Laval. On abordera ensuite la question du choix des fibres avant de s'intéresser aux effets du vieillissement des réseaux.

4.3.1 Le montage à masque de phase

Le schéma du montage d'écriture à masque de phase utilisé dans ce projet est présenté sur la figure 4.2. Le masque de phase se présente sous forme de plaque rectangulaire de verre dans lequel un réseau en relief est gravé dont la période est notée λ_{pm} . Le principe de l'opération repose sur la diffraction d'une onde incidente sur différents modes

$$m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

puis des interférences entre ces modes. On note Λ_{pm} la période du masque. Les ordres incident et diffracté satisfont alors l'équation suivante :

$$\Lambda_{pm} = \frac{m\lambda_{uv}}{\sin \frac{\theta_m}{2} - \sin \theta_i} \quad (4-30)$$

où $\theta_m/2$ est l'angle de l'ordre diffracté, λ_{uv} sa longueur d'onde et θ_i l'angle de l'onde incidente.

Si la lumière arrive en incidence normale sur le masque de phase ; l'onde passe au travers et se diffracte grâce aux ondulations périodiques du masque. L'onde diffractée sera séparée sur les modes $m = 0$ et $m = \pm 1$. L'ordre zéro ne comporte que 5% de la lumière totale tandis que 40% constituent les ordres + ou - 1 avec un partage équitable. Les deux ordres interfèrent pour produire une figure de diffraction périodique qui se photo-inscrit dans la fibre optique. La période du réseau ainsi inscrit est reliée à l'angle de diffraction $\theta_m/2$ selon l'équation :

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{uv}}{2\sin \frac{\theta_m}{2}} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (4-31)$$

Un système motorisé permet le déplacement du faisceau le long du masque de phase pour obtenir ainsi des réseaux aussi longs que le masque utilisé et un système de lentilles permet de contrôler la focalisation du faisceau.

Le système utilisé se contrôle via un interface du logiciel Labview ce qui rend les réglages précis. Il se présente sous forme de volet dont 4 principaux, énumérés ci dessous. Les autres sont secondaires et servent principalement à la gestion des erreurs.

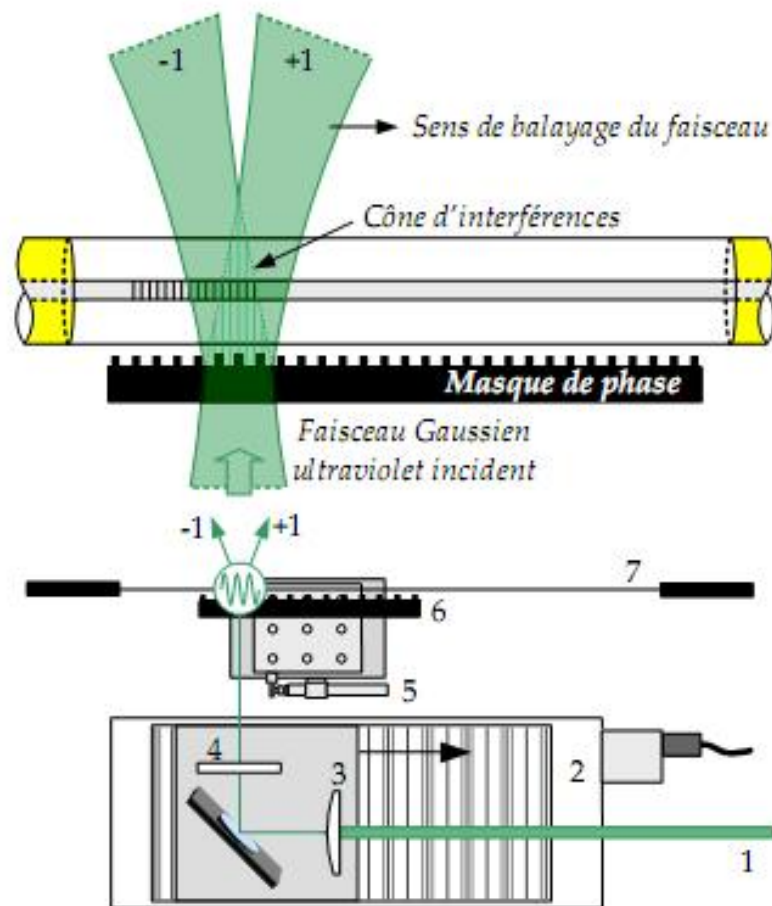


FIGURE 4.2 – Montage à balayage de masque de phase.

Le faisceau ultraviolet incident (1) est focalisé par une série de lentilles (3) et (4) avant d'être diffracté par le masque de phase (6) en deux ordres principaux de diffraction. Le faisceau balaye le masque au moyen d'un étage de translation motorisé (2). L'apodisation s'effectue au moyen d'un élément piézoélectrique (5). Le cône d'interférence alors présent sur le coeur photosensible de la fibre (7) permet la photoinscription d'une modulation d'indice périodique.

1. *Initialisation* : on détermine la référence (correspondant à 0 cm) le long de l'axe du masque de phase.
2. *Déplacement* : on peut visualiser dans cette partie le masque et la fibre afin de régler la distance entre ces deux composants ainsi que la hauteur du faisceau. Les réglages se font par la biais de molette dont le déplacement se contrôle aussi par le logiciel.
3. *Apodization* : choix du profil d'apodisation souhaité. Celui-ci peut être un fichier texte obtenu après une simulation ou un profil standard comme une gaussienne par exemple.
4. *Écriture* : on choisit la vitesse d'écriture adéquate ainsi que la plage où le faisceau laser sera photoinscrit. On démarre alors le processus de photoinscription et on peut suivre l'avancement du faisceau au fur et à mesure de la progression le long du masque de phase.

Ce logiciel est simple d'utilisation et permet notamment de contrôler les différents moteurs. En effet, une fois la fibre insérée, il faut bien souvent ajuster la hauteur de la fibre afin que le réseau de diffraction visible soit symétrique des deux côtés et il faut également approcher la fibre du masque à une distance raisonnable en évitant que les deux se touchent au cours des réglages.

4.3.2 Hydrogénisation des fibres

L'utilisation de fibres hydrogénées permet d'augmenter la photosensibilité de la fibre, paramètre non négligeable qui pourra influencer sur le contraste du réseau. Néanmoins ce paramètre n'est pas indispensable. Le choix de la fibre est souvent lié à l'utilisation que l'on souhaite en faire.

4.3.3 Vieillissement des réseaux

Le changement d'indice photoinduit par exposition à un faisceau ultraviolet subit une dégradation sur le long terme, autrement dit, la force du réseau de Bragg diminue avec le temps. Une stabilisation thermique peut être employée pour stabiliser, ou vieillir le composant. Dans le cas des fibres hydrogénées, la stabilisation thermique permet également d'éliminer rapidement l'hydrogène présent dans la fibre.

Le premier modèle mathématique décrivant la perte de réflectivité d'un réseau au cours du temps a été proposé dans la référence [83] en 1994 tout en proposant une explication physique de ce phénomène. Il explique aussi comment utiliser un chauffage à très haute température afin de conserver les paramètres du réseau à long terme. Bien que ce phénomène se passe dans les deux types de fibre utilisée en photoinscription, ce premier modèle ne s'adapte qu'aux fibres non hydrogénées et il faut attendre 1997 pour que Baker et al. [84]

proposent une étude dans le cas des fibres hydrogénées.

Dans notre cas, nous avons utilisé le chauffage à 80°C afin de stabiliser notre réseau mais aussi de déshydrogéniser la fibre utilisée. Il est utile de préciser qu'un passage de 24 heures à cette température entraîne une modification du taux de réflexion du réseau mais celle-ci est bien souvent prise en compte lors de la photoinscription.

4.4 Les différents types de réseaux

Il existe différents types de réseaux qui se caractérisent chacun par leur modulation d'indice comme illustré sur la figure 4.3. Nous allons présenter ici brièvement les principales caractéristiques des différentes familles des réseaux.

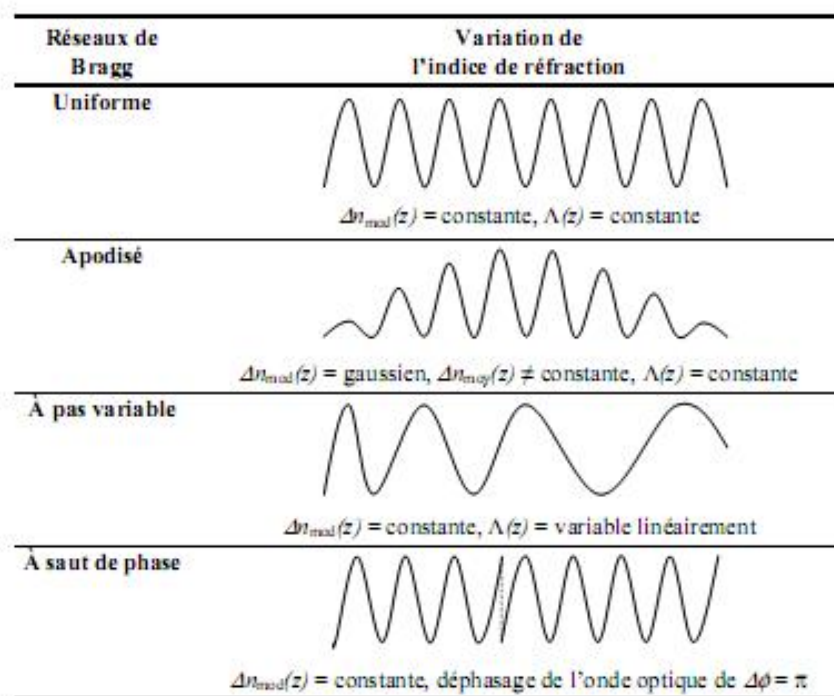


FIGURE 4.3 – Classification des réseaux de Bragg.

4.4.1 Les réseaux uniformes

Ces réseaux sont les plus classiques et les plus simples : la période et la modulation d'indice sont constantes. Ils représentent la base pour décrire les autres types de réseaux. La théorie des réseaux présentée dans la première partie de ce chapitre a mis en avant quelques caractéristiques de ce réseau.

Le spectre en réflexion d'un tel réseau présente des lobes secondaires importants dus à un effet Fabry-Perot existant entre les deux faces du réseau, voire de la fibre. En dehors de la réflectivité, il peut être utile voire indispensable, suivant les applications, de s'intéresser à la phase (égale à l'argument de θ de la réflectivité), au délai et à la dispersion du réseau. Le délai traduit le déphasage existant entre les différentes longueurs d'onde tel que présenté dans l'équation 4-32 de laquelle nous tirons l'expression du paramètre D de dispersion du composant.

$$\tau = \frac{d\theta}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta}{d\lambda} \quad (4-32)$$

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = 2 \frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\theta}{d\omega^2} \quad (4-33)$$

4.4.2 Les réseaux apodisés

Le spectre d'un réseau uniforme présente des lobes secondaires extrêmement gênants dans les systèmes de transmission et pouvant créer des interactions non désirées. Une solution pour réduire ces lobes sans changer les performances spectrales du réseau est l'apodisation. Il s'agit de changer l'amplitude de la modulation d'indice Δn_{mod} de réfraction de telle sorte que les lobes secondaires soient supprimés.

Pour cela, on choisit une fonction d'apodisation lors de l'inscription du réseau afin de modifier la puissance du faisceau ultraviolet suivant le profil désiré. Les fonctions d'apodisation gaussienne avec et sans compensation de la fonction continue Δn_{moy} sont les plus performantes.

4.4.3 Les réseaux à pas variables

Le terme de pas variable est communément remplacé par le mot anglais « chirpé ». Pour ces réseaux, la période de modulation d'indice varie suivant l'axe z . Les plus répandus sont ceux ayant un chirp linéaire de telle sorte qu'il s'exprime sous la forme suivante :

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + C \cdot z \quad (4-34)$$

où Λ_0 est la période en $z = 0$ et C le coefficient de chirp linéaire exprimé en nm/cm.

On utilise souvent ces réseaux comme compensateurs de dispersion mais aussi pour jouer le rôle de filtres larges passe-bandes. La fabrication se fait à l'aide d'un masque de phase chirpé dont le paramètre de chirp est deux fois plus grand que celui de la modulation d'indice. La propriété fondamentale de ces réseaux est que les différentes longueurs d'onde interagissent avec différentes portions du réseau entraînant un délai entre les deux longueurs d'onde contrôlé par la valeur du chirp choisi. Ceci est visible sur la figure 4.4. Classiquement,

on peut calculer la réponse en délai d'un réseau chirpé avec l'équation suivante :

$$Delai(f) = \frac{d\phi_f}{2\pi df} \quad (4-35)$$

où Φ_f est la phase de la réflectivité complexe.

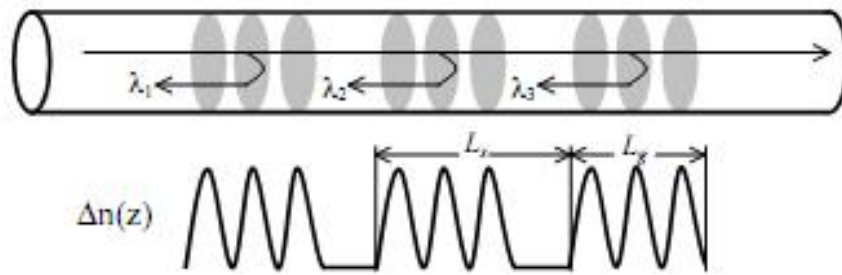


FIGURE 4.4 – Représentation schématique d'un réseau échantillonné.

4.4.4 Les réseaux à saut de phase

L'insertion de sauts de phase localisés dans la structure permet une résonance étroite à la longueur d'onde choisie, le réseau devient alors un filtre passe-bande très sélectif en longueur d'onde (une bande de transmission d'environ 10 pm est alors présente au sein de la bande de réflexion). En effet, l'introduction d'un saut de phase de $\lambda/4$ dans un réseau de Bragg correspond à l'insertion d'une section non modulée de longueur égale à $\Lambda/2$ au milieu du réseau ; L'interprétation d'un saut de phase dans un réseau de Bragg dépend de certaines considérations. Ainsi, un saut de phase géométrique de $\pi/2$ équivaut :

- pour le masque de phase, à une longueur non modulée du réseau, i.e. non exposée au faisceau d'inscription, égale au quart de la période Λ_m du masque
- pour le réseau de Bragg photoinscrit, à un saut de phase de $\pi/2$ dans le chemin optique en transmission
- pour l'onde optique, à un déphasage de π de l'onde dans le réseau du fait de l'aller-retour

Le saut de phase crée un déphasage supplémentaire de $\Delta\phi = \pi/2$ en transmission sur le chemin optique pour chaque onde le traversant. On peut modéliser ce type de réseau comme 2 réseaux uniformes séparés par un saut de phase ponctuel. Les deux réseaux sont ainsi les miroirs d'une cavité résonnante en longueur d'onde centrée à λ_B .

4.5 Filtrage en cavité laser à blocage de modes passif

4.5.1 Différents types de réseaux réalisés

4.5.1.1 Les réseaux uniformes

Nous utilisons un masque de phase uniforme de 14 cm de long avec une période de 1055 nm. Le profil d'apodisation est une gaussienne. La fibre n'est pas hydrogénée.

Dix huit réseaux ont été inscrits ainsi. Lorsque l'on écrit à 3 mm/s, la profondeur est en moyenne de 10 dB avec une largeur de 4 GHz. La vitesse est passée à 4 mm/s pour avoir des réseaux plus profonds (14 dB) mais alors la largeur augmente aussi. Les derniers réseaux ont eu une vitesse de 0,35 mm /s ce qui donne des profondeurs de 20 dB avec une largeur de 5 GHz.

Ces réseaux sont utilisés dans une configuration en anneau avec un circulateur 4 ports comme présenté sur la figure 4.5. Le port 1 est l'entrée et le port 4 la sortie. Sur le port 2, nous soudons deux réseaux uniformes : l'un à la suite de l'autre et éventuellement de la fibre standard entre les deux. Nous choisirons l'espacement des deux longueurs d'onde en appliquant un étirement sur les réseaux ce qui aura comme conséquence de décaler le pic de réflexion/transmission. Cet effet peut se faire en déposant par exemple le réseau sur une règle métallique et en appliquant une torsion.

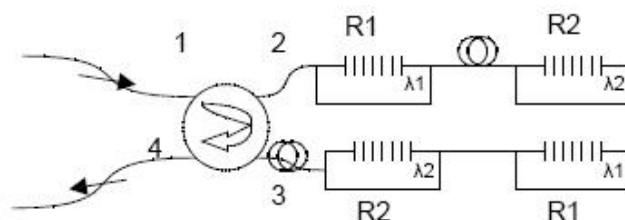


FIGURE 4.5 – Configuration d'utilisation pour les réseaux uniformes.

Les réseaux agissent comme des filtres. Seules les impulsions aux fréquences sélectionnées seront renvoyées sur le port 3 ; les autres étant absorbées. Sur le port 3, nous retrouvons deux réseaux aux mêmes longueurs d'onde que ceux présents sur le port 2 mais soudés dans l'ordre inverse. De la fibre standard pourra être nécessaire avant les deux réseaux afin d'ajuster la distance parcourue par chaque impulsion. L'intérêt est de décaler très légèrement les deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 afin d'obtenir des pics plus étroits. Ce principe sera privilégié dans les cavités en anneau.

4.5.1.2 Les réseaux superposés

Ces réseaux demandent deux phases d'écriture. Le premier passage sert à écrire un réseau dont la profondeur est choisie en fonction de la vitesse d'écriture et de la puissance du laser. Nous étirons alors la fibre de façon à déplacer le réseau à la distance voulue. Nous notons que la profondeur liée à la variation d'indice du deuxième réseau diminuera après le second passage et que le pic se déplacera un peu en longueur d'onde. Ceci provient du changement d'indice généré par l'étirement de la fibre. De plus, il faudra toujours vérifier les réglages d'alignement du faisceau, de la fibre et du masque de phase afin d'éviter un écart de profondeur trop important entre les deux pics créés.

Le masque de phase et le profil d'apodisation sont les mêmes que pour les réseaux unidimensionnels présentés dans la section précédente avec de la fibre hydrogénée.

Sur la figure 4.6 ci-dessous, nous représentons les spectres en transmission obtenus après le premier passage (a) et après le second passage (b). Le décalage du premier pic à la suite de l'étirement est expliqué dans l'article [85].

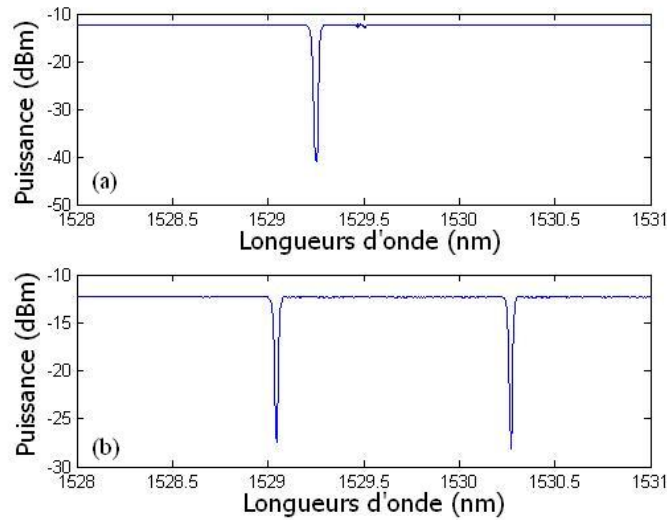


FIGURE 4.6 – Spectre du réseau superposé.

4.5.1.3 Les réseaux chirpés

L'inscription de ces réseaux se fait en plusieurs étapes. Nous écrivons un premier réseau sur toute la bande en longueur d'onde souhaitée. Nous définissons alors un support pour écrire une deuxième fois. En effet, un second passage sur une plage plus petite permet de définir des pics de transmission de type Fabry-Perot. Pour cela, nous déplaçons le masque de phase en sachant que 100 GHz correspondent à un déplacement de 1,01 mm.

Nous obtenons ainsi des réseaux de type Fabry-Perot dont les pics de transmission sont espacés de 40 ou 160 GHz (déplacement du masque de phase de 2,5 ou 0,63 mm respectivement). Nous écrivons plusieurs petits réseaux dans chaque grand réseau puis à l'aide d'un filtre, nous sélectionnerons les pics correspondant le mieux à l'écart fréquentiel voulu.

Le masque de phase à un chirp de 2,5 mm/cm sur la période du masque égale à 1064,05 nm et une longueur de 15 cm. La fibre est de la fibre de deutérium qu'il faudra chauffer avant de souder afin de limiter les pertes. Le profil d'apodisation utilisé est une tangente hyperbolique répondant à l'équation ci-dessous :

$$\tanh\left(s\frac{x}{L}\right)\tanh\left(s\left(1-\frac{x}{L}\right)\right) + 1 - \left(\tanh\left(\frac{s}{2}\right)\right)^2 \quad (4-36)$$

La figure 4.7 est un exemple de spectre obtenu après inscription de 4 sous-réseaux tandis que la figure 4.8 est un zoom sur un sous-réseau laissant apparaître 4 pics de transmission espacés de 164 GHz.

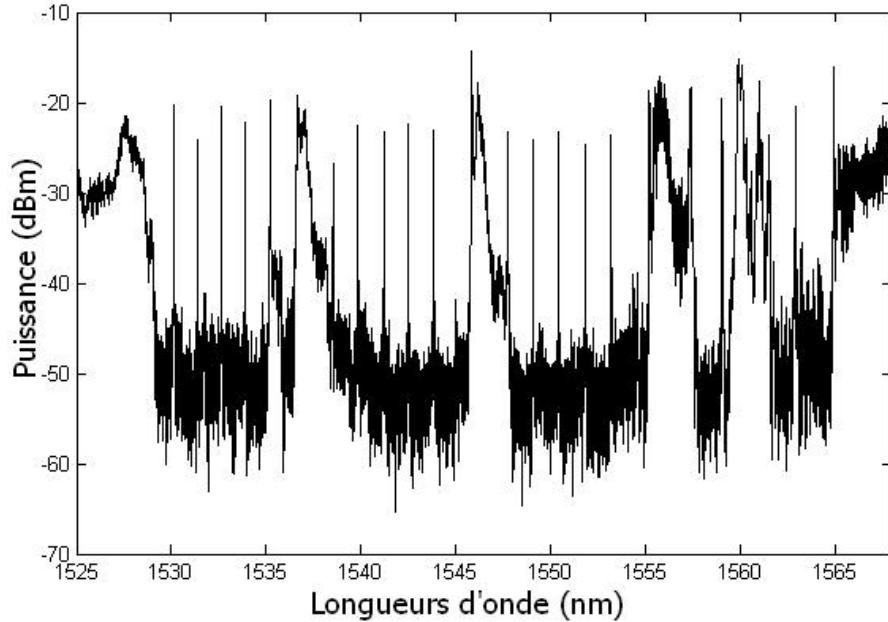


FIGURE 4.7 – Spectre d'un réseau chirpé.

L'utilisation de ces réseaux nécessite un filtre pour enlever les pics de transmission qui ne nous intéressent pas. Un filtre passe-bande accordable de 200 GHz est l'idéal.

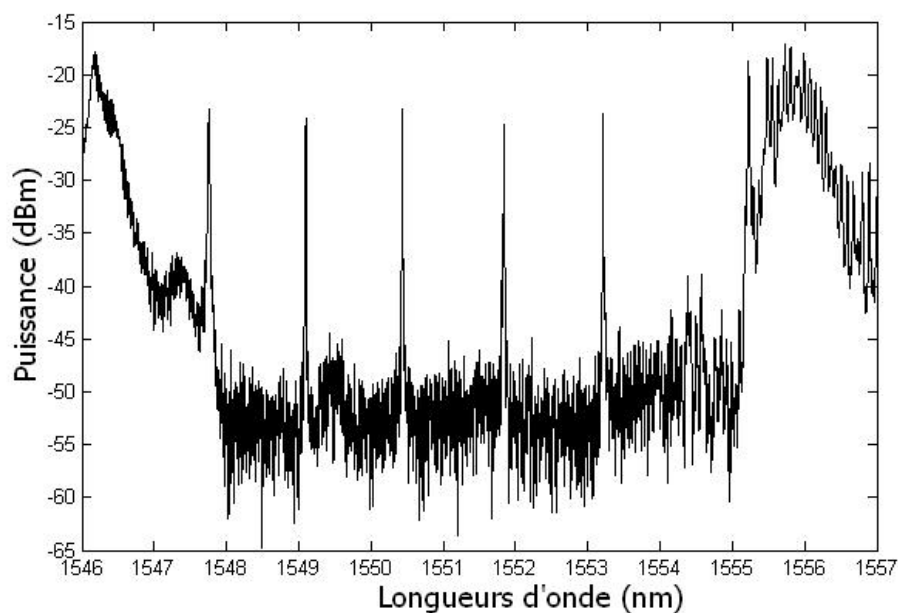


FIGURE 4.8 – Spectre d'un réseau chirpé.

4.5.2 Résultats expérimentaux

Différentes expériences ont été réalisées avec ces réseaux dont nous présentons les schémas de cavité sur la figure 4.9. Le principe que nous souhaitons réaliser est le suivant : partir d'une cavité dont nous savons qu'elle fonctionne en régime impulsionnel, insérer alors un ou plusieurs réseaux afin de créer deux pics de transmission sélectifs espacés de 40 voire 160 GHz. Ainsi, seuls 2 modes de la cavité sont sélectionnés et le taux de répétition en sortie devrait être égale à l'espacement choisi entre les deux raies filtrantes.

Le même type de résultats a été observé pour tous les réseaux. Nous faisons ci-dessous un bref résumé de ces résultats :

Si la puissance de pompe n'est pas suffisamment élevée, le système lase sur l'un ou l'autre des pics sans jamais arriver à stabiliser les deux en même temps. Nous retrouvons le blocage de mode à l'ISL de la cavité dans le cas où il n'y a qu'un seul pic visible.

Lorsque la pompe devient plus forte, nous réussissons en jouant sur la polarisation à obtenir les deux pics à puissance égale mais le régime de fonctionnement est alors du Q-switch. Les traces temporelles observées sont très instables. Nous présentons sur la figure 4.11 (a) l'observation à l'oscilloscope correspondant au spectre de la figure 4.10 où nous pouvons voir les deux raies filtrées stabilisées, espacées de 160 GHz tandis que la figure 4.11(b) montre le zoom sur une impulsion de la trace temporelle.

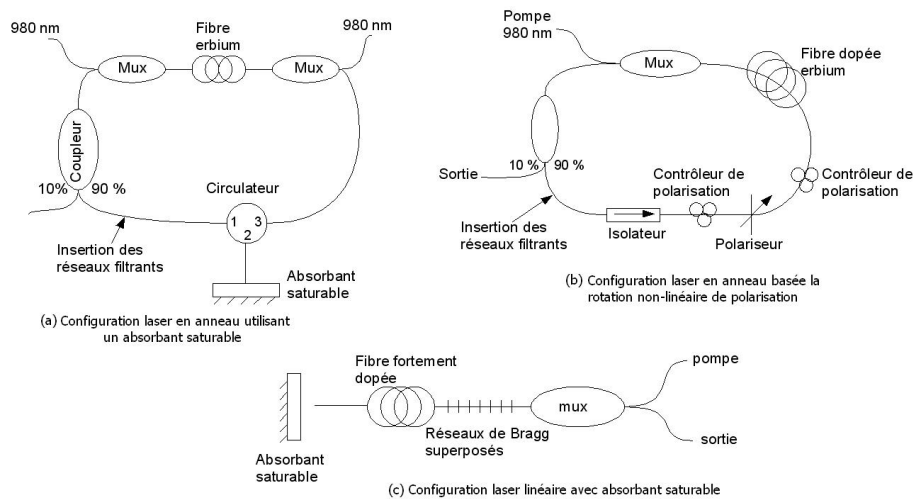


FIGURE 4.9 – Présentation des différentes configurations lasers utilisant les réseaux de Bragg.

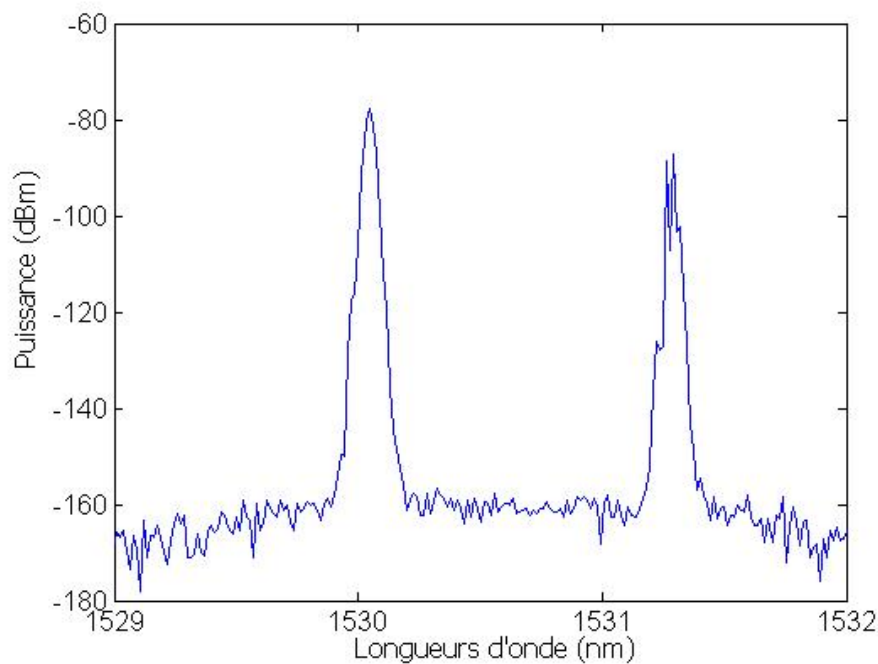


FIGURE 4.10 – Exemple de spectre présentant les deux pics filtrants.

A ce stade, nous faisons le constat d'un échec sur les résultats escomptés. Le travail est alors d'établir des hypothèses pour expliquer ces résultats. Voilà celles que nous proposons :

- Les réseaux fabriqués présentent des pics trop larges par rapport aux modes du laser. Le filtrage réalisé sélectionne ainsi plusieurs modes de la cavité et vient perturber le système. Ces modes sont en compétition car ils sont dans la plage de largeur homogène de l'erbium. On pourrait envisager de faire en sorte de supprimer cette compétition

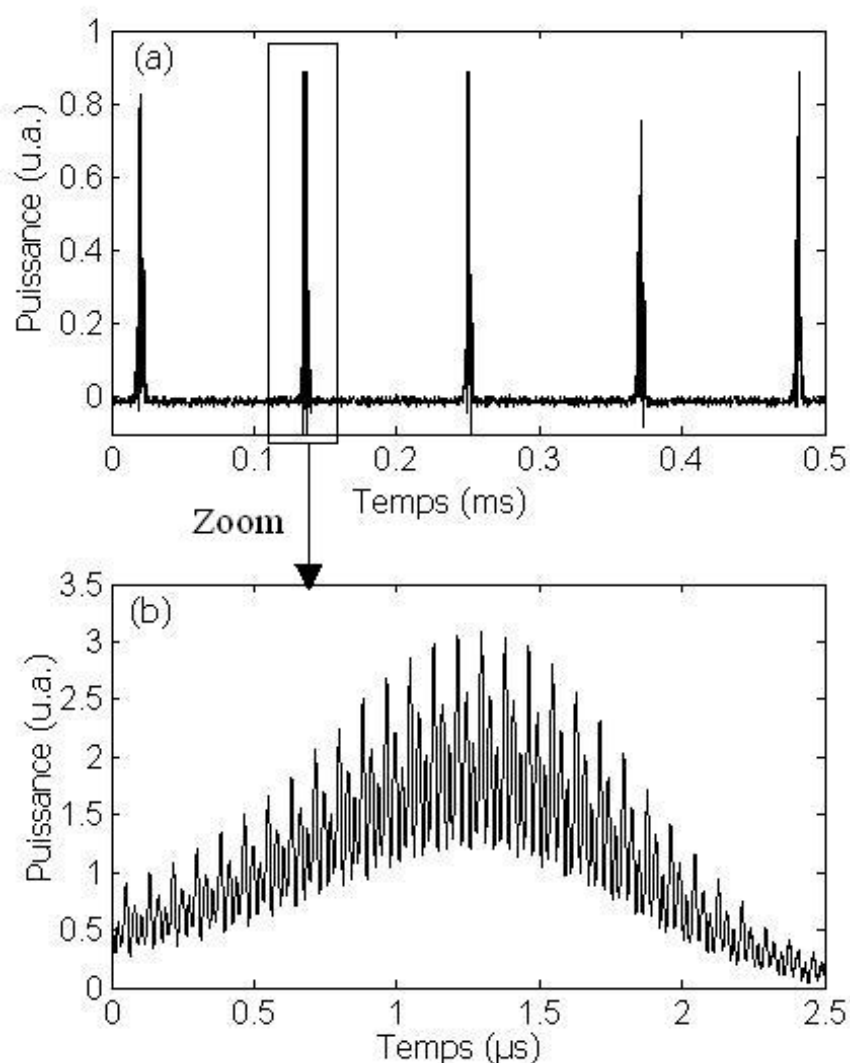


FIGURE 4.11 – Traces temporelles caractéristiques du Q-switch obtenues avec un réseau de Bragg superposé.

par l'insertion d'un décaleur de fréquence.

- L'utilisation de seulement 2 pics filtrants peut s'avérer être insuffisant. En effet un blocage de modes nécessite plusieurs pics de transmission.
- Les réseaux sont inscrits à des longueurs d'onde ne dépassant pas 1530 nm ; nous nous trouvons en limite du spectre de l'erbium.
- Le problème provient de la dispersion.

Ces expériences restent donc pour le moment en suspens. Il nous faut faire des simulations pour mieux comprendre le fonctionnement de filtrage et valider l'une ou l'autre des hypothèses émises. Nous allons voir maintenant la possibilité de filtrage spectrale de raies d'un laser à blocage de modes actif.

4.6 Filtrage spectral d'un laser à blocage de modes actif

Disposant d'un laser impulsionnel à spectre large et plat, nous proposons d'utiliser une méthode originale afin de créer un filtre spectral pour ce laser. Le principe repose sur l'application de points chauffants sur un réseau à pas variable. Nous présenterons ici les composants utilisés ainsi que le procédé de filtrage tandis que les résultats seront exposés dans le chapitre suivant.

4.6.1 Présentation des composants

4.6.1.1 Le laser à bâtonnets quantiques

Pour notre expérience, nous disposons d'une puce laser Fabry-Perot à blocage de modes actif à bâtonnets quantiques fabriquée par Alcatel-Lucent III-V Lab. Ces sources ont été présentées dans la section 4 du chapitre 1. La figure 4.12 est une photographie de ce composant avant montage. Le composant, lui même, a été obtenu par épitaxie de jets moléculaires (Molecular Beam Epitaxy). Une sonde de température et un module Peltier ont été intégrés au module.



FIGURE 4.12 – Photo du module du laser Fabry-Perot.

Dans notre cas, la synchronisation des modes pour l'obtention de fonctionnement en blocage de modes est réalisée par l'injection d'un train de données binaires ne contenant que des "1" et que nous appelons horloge. Cette horloge optique à 42,666 GHz³ est générée

3. Par la suite, nous arrondirons cette valeur à 42,7 GHz

à l'aide d'un modulateur puis injectée via un circulateur optique. Ldu laser soumis à l'injection optique d'un train d'impulsions est présenté sur la figure 4.13. Pour notre expérience, nous tirons partie du gain plat et large bande. Une quarantaine de modes est présent sur l'ensemble du spectre centré à 1555 nm ; chacun étant séparé de 42,7 GHz.

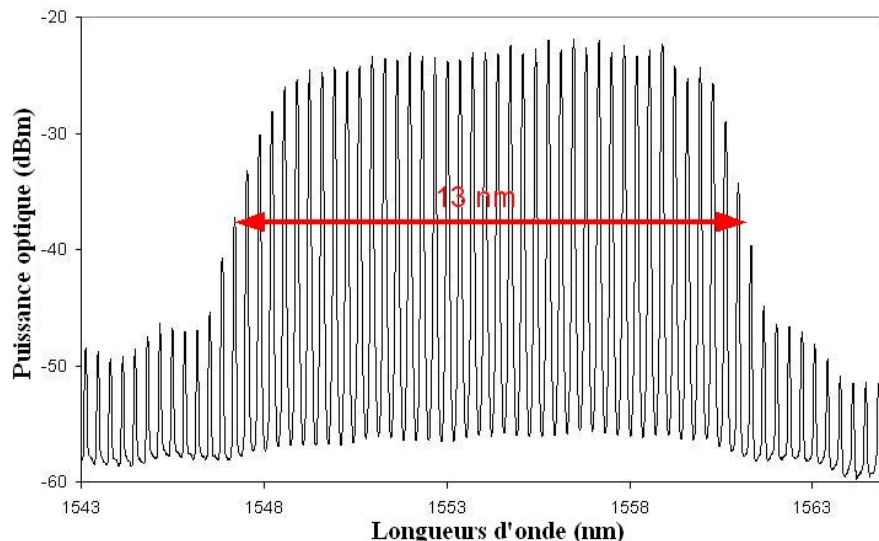


FIGURE 4.13 – Spectre du laser Quantum Dash.

Spectre pris en sortie du module laser présentant une quarantaine de raies laser sur 13 nm.

Les impulsions ainsi obtenues sont larges de 9 ps. Cette grande valeur provient très certainement de la dispersion puisque la propagation en sortie de la puce se fait dans de la fibre optique standard, ainsi les impulsions sont chirpées. Nous pouvons alors penser utiliser de la fibre à compensation de dispersion pour ramener ces impulsions en limite de Fourier mais l'utilisation d'un filtre chirpé permet aussi de compresser ces impulsions. La figure 4.14 présente les deux traces temporelles avant et après filtrage. La compression est nettement visible ; en sortie du filtre, les impulsions ont une largeur à mi-hauteur de 1,3 ps.

4.6.1.2 Les réseaux de Bragg

Les réseaux de Bragg sont présentés en détail ci-dessus. Nous utilisons ici un réseau de Bragg à pas variable comme filtre. Son spectre est présenté sur la figure 4.15 (a). Il est large de 10 nm et présente un gain de 20 dB avec un minimum de bruit parasite sur son niveau bas.

Nous allons ici donner quelques paramètres utilisés pour l'écriture des réseaux. Le masque de phase utilisé est un masque de phase chirpé à 1,25 nm/cm sur 6 cm et une période du masque de 1066,4 nm. Différents tests d'écriture sont faits pour ajuster la vitesse de déplacement ainsi que la puissance du laser afin d'avoir une profondeur de réseau suffisante. Nous

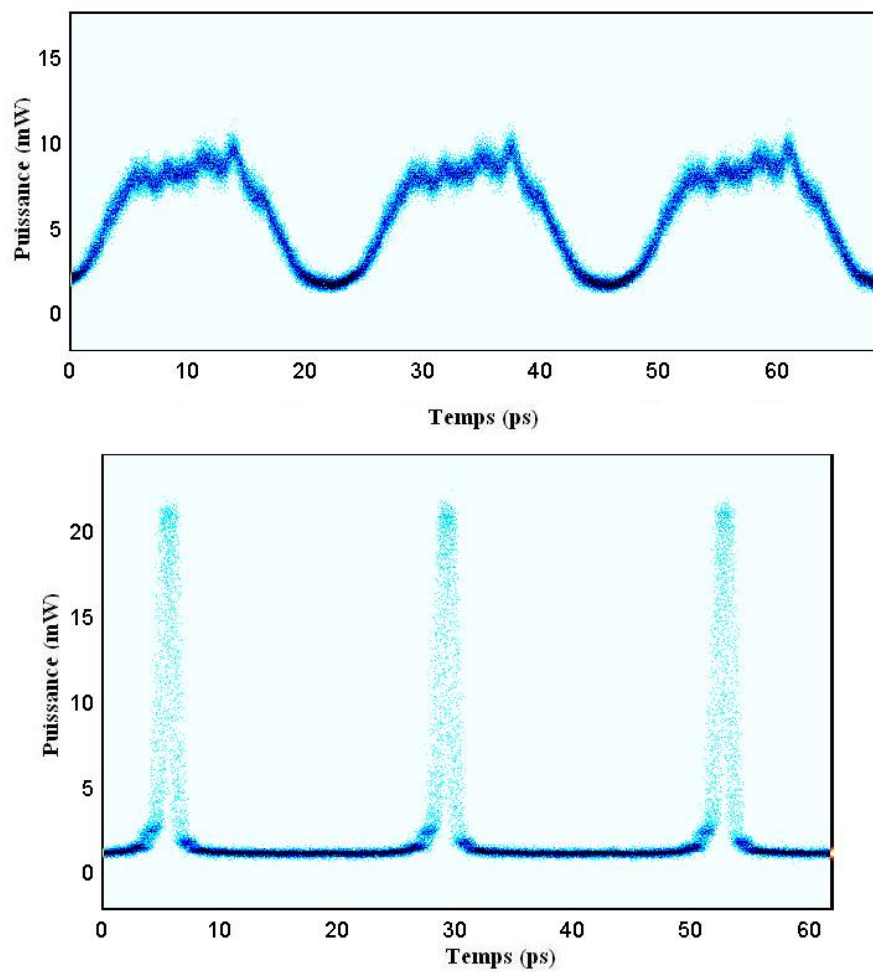


FIGURE 4.14 – Trace temporelle des impulsions en sortie de la source avant et après filtrage.
Le filtrage permet de compenser le chirp des impulsions et ainsi de les compresser.

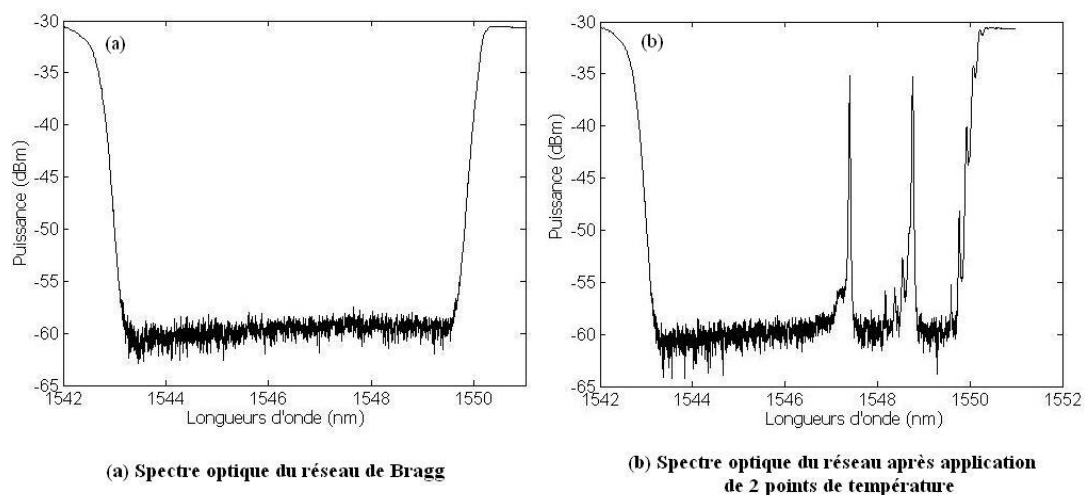


FIGURE 4.15 – Spectre du réseau de Bragg avant et après application des points de température

Le réseau de Bragg est inscrit sur 10 nm. Après l'application de 2 points de température, deux raies de transmission fines apparaissent espacées ici de 170 GHz

faisons alors le choix d'une vitesse de 0,17 mm/s pour le faisceau et une puissance de 55 mW pour le laser à l'entrée du montage d'inscription. Nous choisissons un profil d'apodisation rectangulaire sur 6,4 nm tandis que la fibre est une fibre photosensible hydrogénée.

Les réseaux ainsi inscrits ont une profondeur de 40 dB. Nous les plaçons alors dans un four à 80 °C pour une durée de 24 heures, ce qui a pour conséquence première de diminuer la profondeur de 25%. Ce réchauffement a surtout pour but de stabiliser le réseau et d'éviter qu'au cours de son vieillissement, ses caractéristiques spectrales n'évoluent. De plus, lors de l'expérience, le réseau est chauffé localement. Sans le passage à haute-température, le réseau subirait des dégradations locales empêchant alors toute réutilisation.

4.6.2 Principe des points de température

Le principe de création du filtre spectral est le suivant : des lignes de chrome sont inscrites sur une plaque, cette dernière étant ensuite déposée sur un système maintenu à 30 °C. La stabilité en température est essentielle d'une part pour éviter une surchauffe locale lors de l'application des points de température et d'autre part, afin de maintenir les caractéristiques des raies filtrantes statiques.

Nous déposons, au centre des lignes, la fibre optique dans laquelle le réseau est photoinscrit et nous isolons l'ensemble par de la pâte thermique. Les lignes de chrome sont connectées à une alimentation en courant par leurs deux extrémités. Ainsi lorsqu'un courant est injecté,

il se crée localement sur la fibre un point de température induisant un saut de phase. Nous voyons alors apparaître une fenêtre de transmission fine sur le spectre correspondant à un pic de filtrage. Le choix de la longueur d'onde s'effectue par le choix d'une ligne plutôt qu'une autre. Le courant envoyé ne doit pas dépasser 130 mA mais demande un réglage fin afin d'avoir les pics les plus puissants possibles. Il faut aussi faire attention à ce que les deux raies soient de puissance égales et de finesse minimale.

Une photographie du système est visible sur la figure 4.16. Seize lignes sont inscrites sur la plaque permettant ainsi une sélection sur 2 cm sur la fibre optique. L'écart maximal pouvant ainsi être réalisé est de 330 GHz.

La figure 4.15 (b) illustre le spectre obtenu après avoir alimenté deux lignes de chromes dont l'écart est de 170 GHz.

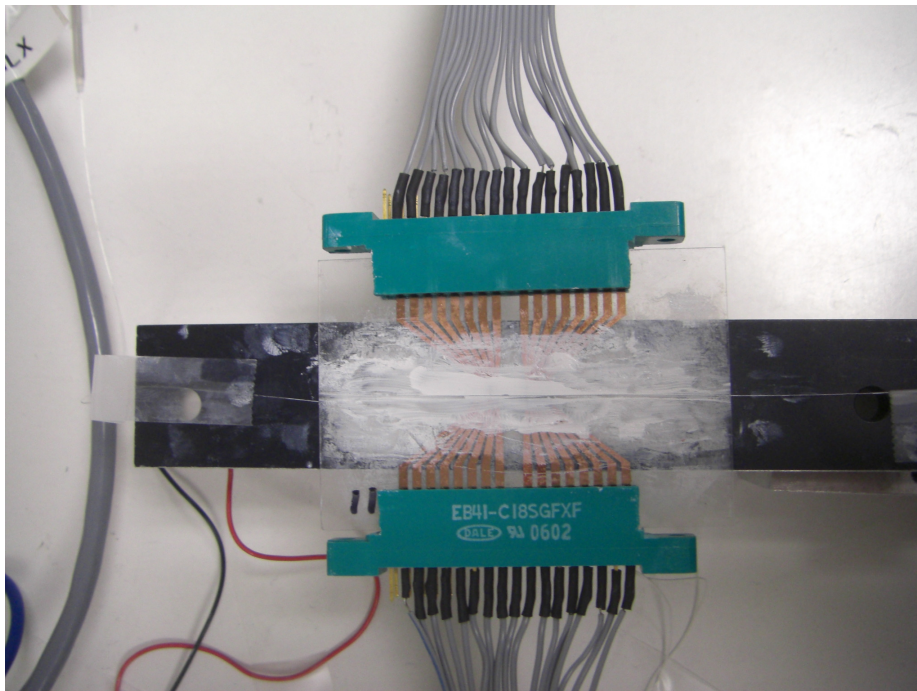


FIGURE 4.16 – Photo du montage créant le filtre spectral
La partie de la fibre optique où est inscrite le réseau de Bragg est déposée sur une plaque transparente. Des lignes de chrome sont gravées et reliées à des contrôleurs de courant (connecteurs verts). Le système est isolé par de la pâte thermique.

L'idéal est de faire une sélection sur l'ensemble du spectre du laser à blocage de modes actif afin de conserver au mieux la forme temporelle des impulsions. Néanmoins, dans la pratique, nous ne sélectionnerons que deux raies laser et le reste des raies sera fortement atténué. Nous verrons alors que l'onde de sortie est de forme sinusoïdale.

4.7 Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre les grands points concernant les modèles théoriques et numériques des réseaux de Bragg. Pour fabriquer ces réseaux, nous avons utilisé un montage à balayage de masque de phase. De plus, il a été nécessaire de stabiliser les réseaux afin de prolonger leur utilisation. Le montage d'écriture ainsi que la stabilisation ont été commentés dans ce chapitre.

La présentation des différentes formes de réseaux permet de justifier son utilisation dans de nombreux domaines et notamment en tant que filtre puisqu'ils permettent d'agir sur l'amplitude et la phase d'un signal.

Nous nous sommes intéressés à l'utilisation de ces réseaux en tant que filtre dans des cavités à blocage de modes passifs et nous avons introduit la possibilité d'en faire des filtres spectrales d'un laser à blocage de modes actif. Dans le chapitre suivant, nous allons décrire les résultats obtenus à cette application.

Chapitre 5

Génération d'horloge par filtrage spectral

Le principe de filtrage exposé au chapitre précédent avec l'application de points de température permet de générer des horloges à différents débits. Nous allons présenter les résultats obtenus avec ce procédé dans une première partie puis nous montrerons qu'il est possible d'atteindre des débits très élevés. Pour cela, nous remplacerons le réseau de Bragg par un filtre commercial pour reproduire le filtrage spectral et démontrer ainsi la possibilité de générer une horloge Terahertz.

5.1 Horloge à 170,8 GHz par filtrage avec les réseaux de Bragg

5.1.1 Première configuration expérimentale

La figure 5.1 présente la configuration expérimentale réalisée initialement. Elle se compose du laser (QD-FP-MLLD), d'un filtre, d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) et du réseau de Bragg (CFBG). Le signal du laser Fabry-Perot est d'abord injecté dans un filtre de 5 nm afin de sélectionner la bande de longueurs d'onde commune au réseau de Bragg et au spectre d'émission du laser soit de 1545 à 1550 nm. Le signal est alors amplifié et passe enfin à travers le réseau de Bragg sur lequel les raies filtrantes ont été préalablement réglées. Le signal de sortie est analysé à l'aide d'un analyseur de spectre optique et d'un oscilloscope à échantillonnage et d'un analyseur électrique.

Le spectre obtenu à la sortie d'un amplificateur optique inséré en sortie du réseau est visible sur la figure 5.2. Les deux raies filtrantes apparaissent avec une différence de puissance de 10 dBm due à des différences dans les points de température. Nous notons la présence de raies résiduelles : les 4 visibles en haut de bande s'expliquent par la bande passante du réseau qui s'arrête à 1550 nm. Les raies du laser Fabry-Perot non filtrées par le filtre de 5 nm sont donc totalement transmises.



FIGURE 5.1 – Configuration expérimentale de la génération d'horloge.
Après filtrage et amplification, le signal du laser à bâtonnets quantiques est injecté dans le réseau de Bragg.

Les raies secondaires visibles à gauche des deux raies principales sont dues d'une part au taux d'extinction du réseau de 30 dB et d'autre part aux oscillations d'écriture (« ripple »). En effet, le spectre du réseau présente du bruit sur son niveau bas et les bandes de transmission créées par les points de température sont ainsi plus larges à leur base (cf. figure 4.15 (b)) laissant passer une seconde raie laser mais à plus faible puissance. Les réglages consistent à minimiser la puissance de la raie secondaire tout en gardant la raie principale au maximum. Nous estimons qu'un écart de 25 dB entre les puissances aura une conséquence minime sur le signal de sortie.

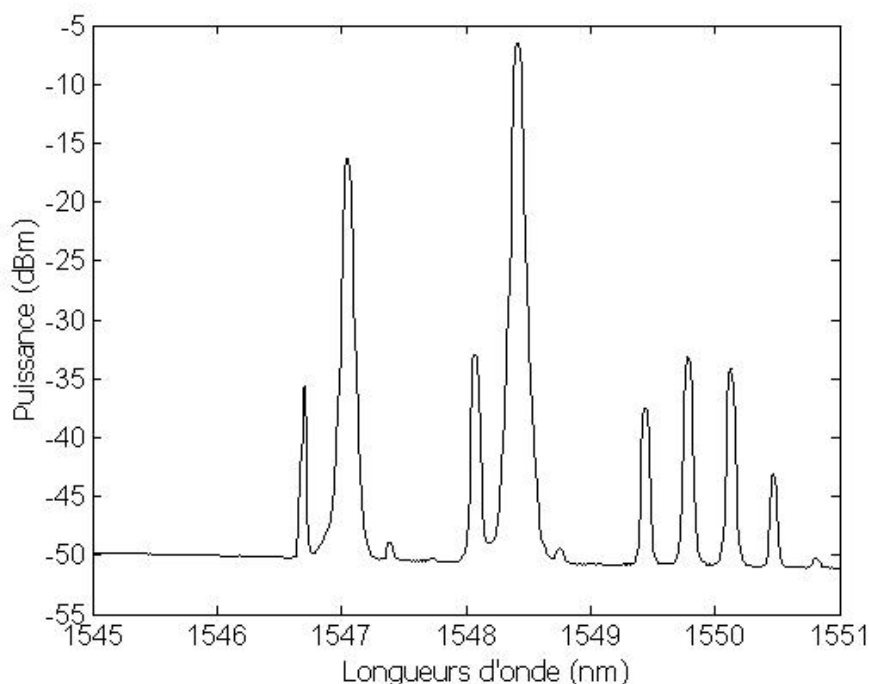


FIGURE 5.2 – Spectre optique obtenu en sortie du montage.
Spectre présentant les 2 raies filtrantes espacées de 170 GHz et révélant la présence de raies secondaires.

Nous utilisons un oscilloscope à échantillonnage de 1 ps de résolution temporelle afin de

relever la forme temporelle de l'horloge. Comme le montre la figure 5.3, l'horloge présente un niveau de bruit élevé. Pourtant, une étude en bruit de la source laser a été réalisée au préalable et a prouvé qu'il n'existe pas de bruit à la fréquence de relaxation. Ainsi, l'hypothèse émise la plus probable est que l'on observe du bruit de partition basse fréquence provenant des interférences entre les raies principales et les raies résiduelles.

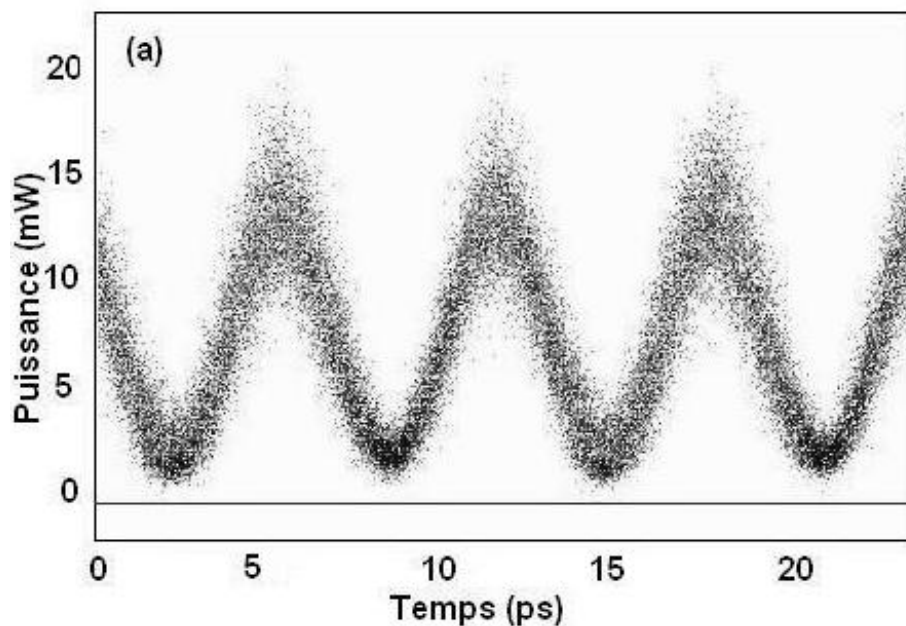


FIGURE 5.3 – Trace temporelle de l'horloge obtenue après filtrage des raies résiduelles. Le signal est fortement bruité. Nous retrouvons la fréquence de 170 GHz fixée par le filtrage.

Nous nous proposons alors de compléter le montage dans le but de diminuer le bruit mais aussi d'améliorer la stabilité de l'horloge. Les moyens mis en oeuvre sont présentés dans la partie suivante.

5.1.2 Amélioration du système

Dans un premier temps, nous ajoutons un filtre plat large de 1,3 nm afin d'éliminer les raies secondaires. Le spectre ainsi obtenu est visible sur la figure 5.4. Le rôle du filtre est double puisqu'il permet d'ajuster la puissance des deux raies principales à la même valeur mais aussi d'éliminer les raies secondaires en limite de bande. En effet, si nous comparons ce spectre avec celui de la figure 5.2, nous remarquons qu'il reste principalement une raie résiduelle à droite de la raie la plus élevée en longueur d'onde. Pour supprimer l'ensemble des lignes parasites, il faudrait utiliser deux filtres ce qui augmenterait les pertes.

La configuration expérimentale finale est présentée sur la figure 5.5 ainsi que pour rappel,

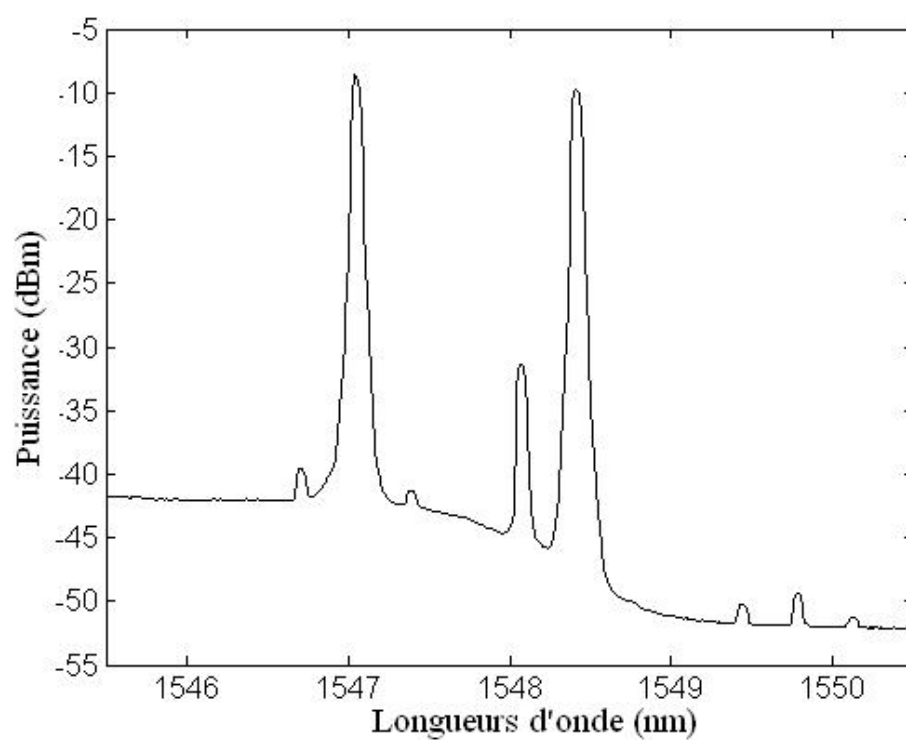


FIGURE 5.4 – Spectre obtenu après amplification et filtrage des raies secondaires.
*Une seule raie secondaire reste nettement visible après le filtrage. Sa puissance reste
moindre comparée à celle des raies principales.*

les spectres déjà commentés dans la partie précédente. Par rapport à la première configuration, à la suite du filtre plat, nous insérons un amplificateur à fibre dopée erbium et un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) précédé par un atténuateur variable. Le SOA est utilisé en régime de saturation (contrôle de la puissance injectée via l'atténuateur) et a ainsi pour rôle d'améliorer le niveau de bruit basse fréquence. Il est suivi d'un filtre de 3 nm de large centré sur les deux raies lasers conservées.

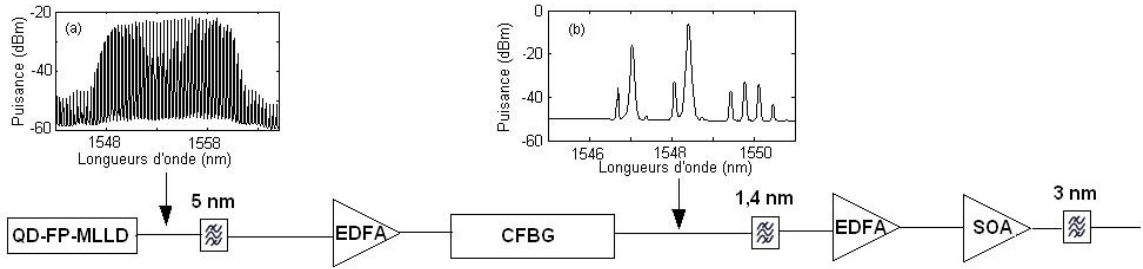


FIGURE 5.5 – Configuration expérimentale de la génération d'horloge.

Le spectre obtenu en sortie du montage est présenté sur la figure 5.6. Nous notons la présence de raies résiduelles symétriques de part et d'autre des raies principales. Elles proviennent du mélange à quatre ondes, un des effets non-linéaires qu'implique la présence d'un SOA. Celles-ci sont atténuées par le dernier filtre et nous avons pu vérifier que leurs effets sur l'horloge de sortie étaient négligeables.

Nous relevons également la trace temporelle en sortie du montage complet. A titre de comparaison, la figure 5.7 montre à gauche la trace temporelle obtenue avec le montage de la section précédente et à droite celle obtenue après l'insertion du SOA et le filtrage des raies du mélange à 4 ondes. L'amélioration du niveau de bruit est nettement visible et l'horloge ainsi générée apparaît stable. Le SOA joue donc bien son rôle.

La forme relevée correspond alors à une onde sinusoïdale de période 5,9 ps. La durée relevée à mi-hauteur est de 2 ps et la gigue temporelle est faible, inférieure à la résolution de l'appareil qui vaut 150 fs. L'horloge apparaît stable et nous verrons dans le chapitre suivant une mesure du taux d'erreur afin de confirmer cette stabilité. Nous montrons dans l'annexe C un exemple de simulation pour une éventuelle compression des impulsions.

Ce premier résultat a été présenté à CLEO Europe en 2009 [86] ainsi qu'aux JNOG quelques mois après.

La bande passante des réseaux utilisés pour ce débit ne concorde pas avec celle du laser à bâtonnets quantiques. Seuls 4 nm sont communs aux deux bandes passantes en limite basse du spectre laser ; c'est pourquoi des nouveaux réseaux ont été fabriqués par le labo-

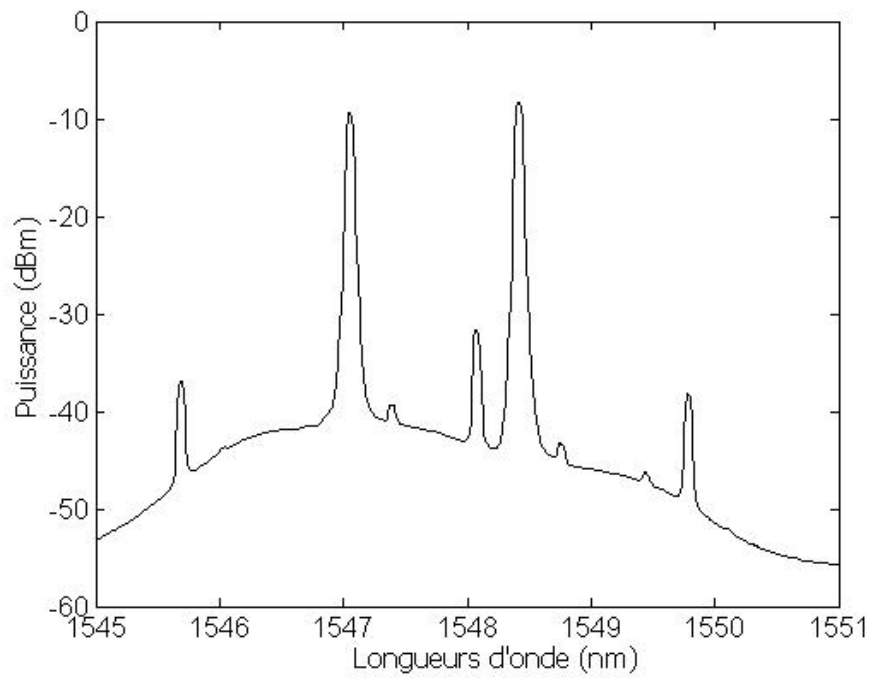


FIGURE 5.6 – Spectre optique obtenu en sortie du montage après le SOA.
Les raies latérales proviennent du mélange à 4 ondes.

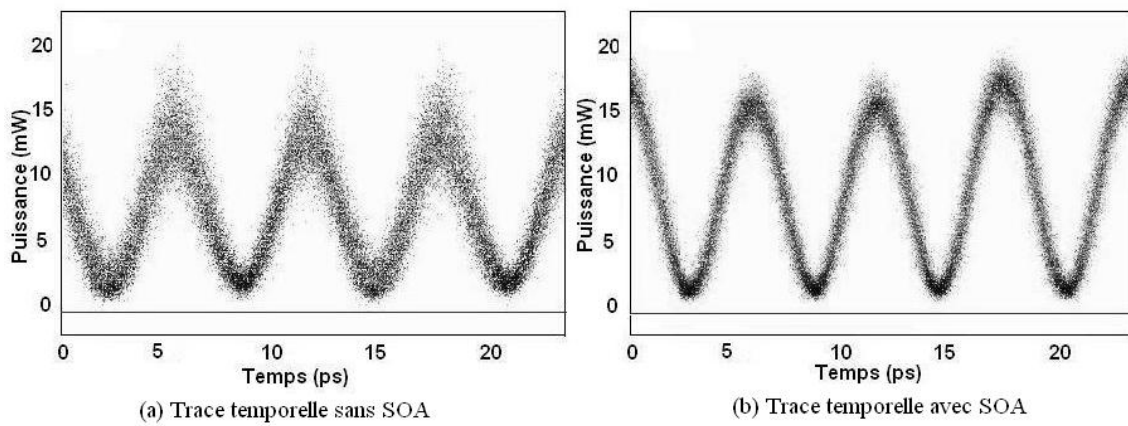


FIGURE 5.7 – Profil temporel de l'horloge obtenu avant et après insertion d'un SOA.
Par comparaison des 2 traces temporelles, la présence du SOA se justifie et son effet d'amélioration du niveau de bruit est nettement visible.

ratoire québécois afin d'utiliser ce même principe simple pour la génération à plus haut débit.

5.2 Génération d'horloge à 341,6 GHz

5.2.1 Quelques mots sur les nouveaux réseaux

Les réseaux sont fabriqués avec un masque de phase ayant un chirp de 2 nm/cm sur une longueur de 5 cm permettant d'inscrire un réseau dans la bande de longueurs d'onde de 1548 à 1558 nm. Ces réseaux sont également laissés au four 24 heures et les pertes d'insertion obtenues après ce chauffage sont de l'ordre de 35 dB.

Nous présentons le tracé des pertes d'insertion en fonction de la longueur d'onde sur la figure 5.8. Le réseau présenté ici couvre la bande spectrale de 1548 nm à 1558 nm avec une profondeur de 32 dB. Nous précisons que la valeur correspondante aux pertes d'insertion en dehors du réseau (de -12 dB sur la figure ci-dessous) est due aux pertes des connecteurs utilisés lors de la mesure. En réalité, le réseau doit être totalement transparent à ces longueurs d'onde donc les pertes devraient être de 0 dB.

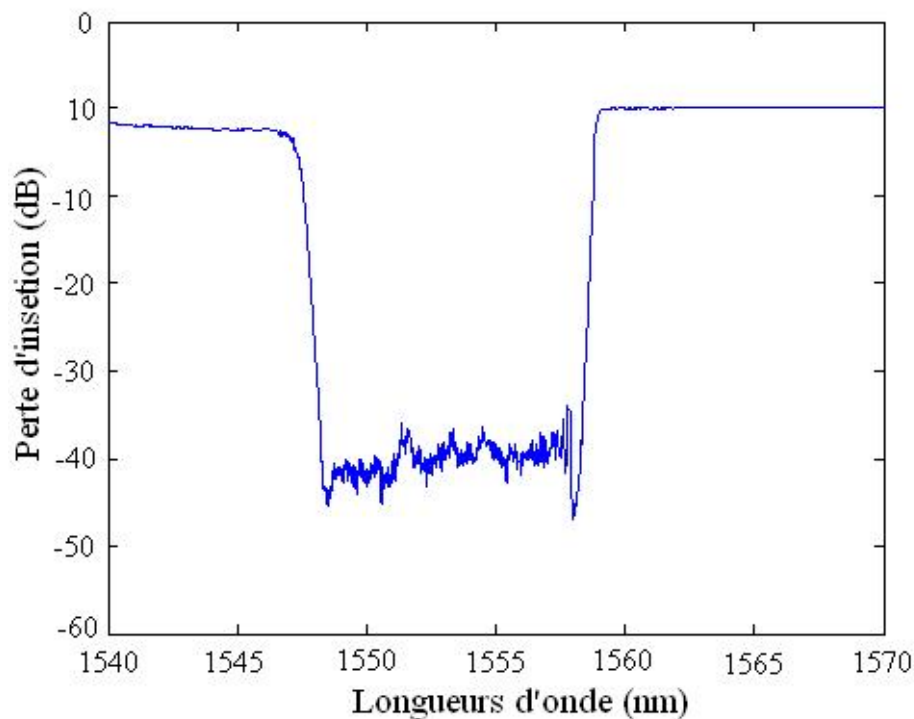


FIGURE 5.8 – Spectre du réseau de Bragg après passage dans le four.

5.2.2 Configuration expérimentale

Le laser à blocage de modes actif est identique à celui présenté dans l'expérience précédente. Nous choisissons de sélectionner les raies au milieu du spectre afin d'avoir la meilleure puissance possible. Le premier réglage consiste donc à alimenter deux lignes de chrome afin de se placer au bon endroit et d'affiner les réglages pour se placer dans les conditions optimales. Nous choisissons ici un espacement de 341,6 GHz entre les deux fenêtres de transmission ouvertes sur le réseau de Bragg.

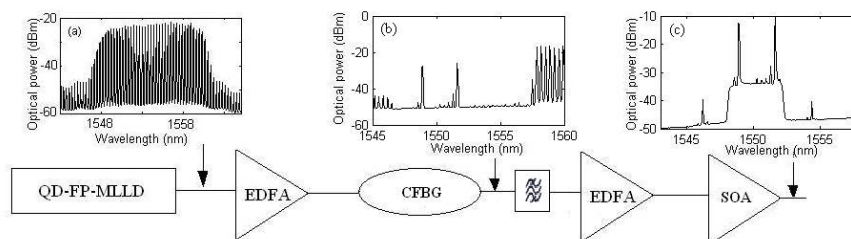


FIGURE 5.9 – Configuration expérimentale de la génération d'horloge haut-débit.

La figure 5.9 présente le schéma expérimental ainsi que les spectres associés aux différents éléments. Le spectre (a) rappelle le gain plat et large du spectre d'émission du laser QD. Le signal du laser est amplifié puis injecté dans le réseau, sur lequel nous alimentons deux lignes espacées de 341,6 GHz. Nous insérons alors un filtre pour éliminer les raies résiduelles visibles sur le spectre (b). Celles-ci sont dues à la différence de largeur de bande passante entre le réseau et la source laser mais aussi par les propriétés d'écriture du réseau. La figure 5.10, correspondante au spectre optique obtenu après ce filtrage et amplification, montre que seules les raies résiduelles extrêmes sont supprimées. Comme pour l'expérience à 170,8 GHz, nous trouvons un SOA en fin de montage afin d'éliminer le bruit de partition.

5.2.3 Résultats obtenus

La figure 5.11 (a) montre le diagramme de l'oeil ainsi obtenu. Celui-ci a été pris en sortie du SOA. Nous constatons un taux de répétition de 341,6 GHz soit 3 ps pour une durée d'impulsion de 2 ps.

Le niveau de bruit reste élevé malgré la présence du SOA. Nous pensons qu'il s'explique par les interférences créées par les raies résiduelles restantes (à gauche de la raie sélectionnée la plus élevée en longueur d'onde), plus nombreuses que lors de l'expérience à 170,8 GHz. Elles sont visibles sur le spectre présenté sur la figure 5.11 (b). Nous rappelons que les raies

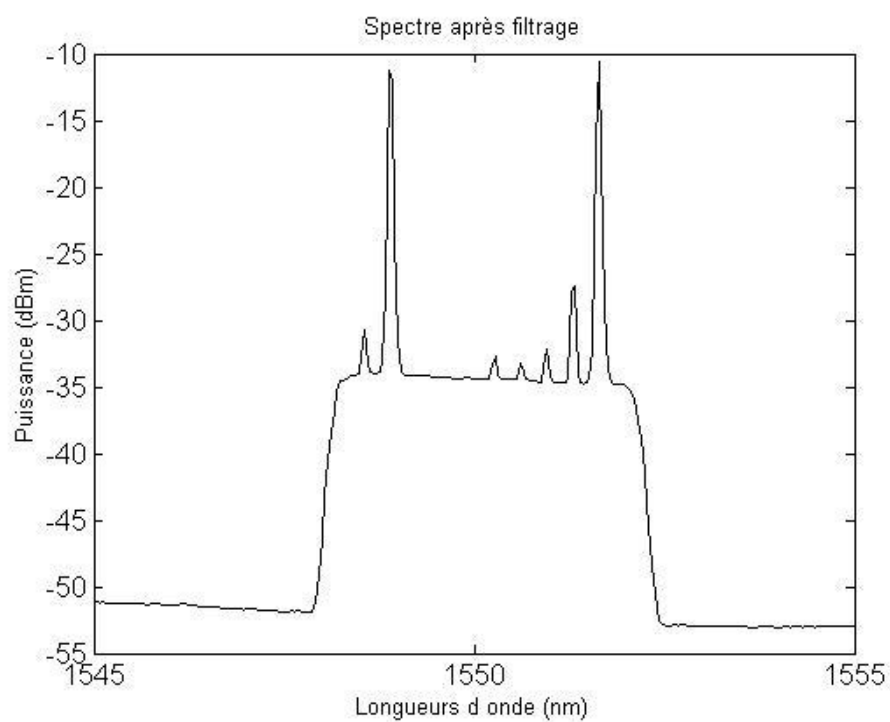


FIGURE 5.10 – Spectre en sortie du réseau.

La sélection se fait sur deux modes espacés de 341,6 GHz. Des raies résiduelles à haute longueurs d'ondes sont encore visibles malgré le filtrage.

latérales les plus éloignées de la longueur d'onde centrale proviennent du mélange à 4 ondes, un des effets non linéaires induit par le SOA.

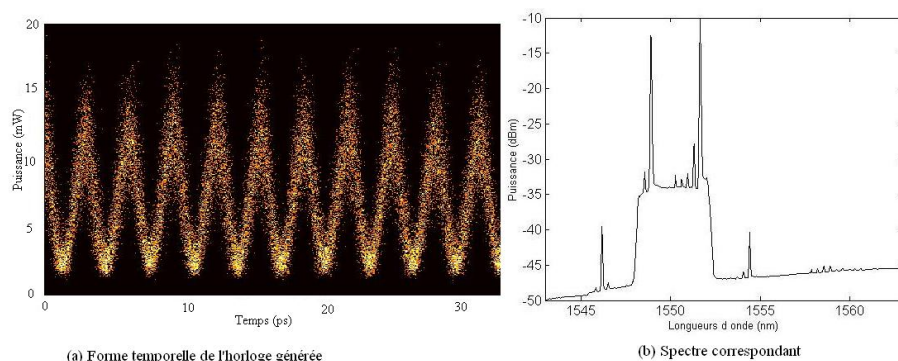


FIGURE 5.11 – Forme temporelle et spectre correspondant de l'horloge générée.
Le spectre présente des raies résiduelles pouvant expliquer le niveau de bruit relativement élevé visible sur la trace temporelle.

Ces résultats confirment le procédé de filtrage réalisé avec l'application de points de température sur un réseau de Bragg à pas variable. Ces résultats ont été présentés à CLEO et aux JNOG en 2009. Nous pouvons alors facilement penser que la méthode pourra permettre de générer des horloges à haut-débit. Néanmoins, nous sommes limités par différents facteurs pour réaliser l'expérience. Ces limitations vont être présentées dans la partie suivante.

5.3 Limites du procédé de filtrage

L'expérience de génération d'horloge à 340 GHz a entraîné la volonté de réaliser les deux objectifs suivant :

- La sélection de 3 voire 4 modes,
- La réalisation de l'expérience pour la génération d'horloge à 1 THz.

Nous nous rendons compte que les éléments actuels ne permettent pas d'atteindre ces deux objectifs. En effet, nous sommes limités par le nombre de lignes de chrome présentes sur la plaque. Actuellement, nous disposons d'une sélection possible sur moins de 3 cm (ou 5 nm). Cette plage de longueurs d'onde correspond à 625,5 GHz. Ainsi, la sélection de 3 raies à 341,6 GHz est irréalisable avec le système actuel.

La solution évidente est de graver des lignes de chrome supplémentaires. Afin de réaliser des débits supérieurs, nous pourrions également utiliser deux réseaux. Cette solution est plus coûteuse en terme de matériel : elle demande de doubler les alimentations et de disposer d'une seconde plaque avec des lignes de chrome. Le dispositif aura aussi des pertes plus élevées puisque le signal devra être divisé puis recombinaé. Pour une utilisation future de ce principe, il faudra donc penser à graver des lignes permettant la sélection au minimum

sur 1 THz soit 8 nm. En terme de matériel, l'ajout d'un point de température entraîne une alimentation en courant supplémentaire.

La mise en oeuvre de la gravure de lignes supplémentaires demandent un peu de temps. Nous avons alors pensé utiliser un filtre commercial afin de valider le principe à plus haut-débit et de se rendre compte des possibilités offertes par ce type de filtrage. Les résultats de ces expériences vont être présentées dans le chapitre suivant.

5.4 Extension de la méthode à l'aide d'un filtre programmable

5.4.1 Présentation du procédé de filtrage

Grâce à un filtre commercial nommé *Waveshaper*¹, il est possible de programmer la forme de filtre voulu. Cet appareil est simple d'utilisation et permet de créer des formes de filtre variées. Son principe de fonctionnement repose sur un filtrage spatial des fréquences à l'aide de cellules à cristaux liquides. Pour cela, nous entrons un tableau à trois colonnes dont la première contient des fréquences, la seconde donne l'atténuation que nous souhaitons à la fréquence correspondante tandis que la troisième permet de gérer la phase. Il reste alors à régler la longueur d'onde centrale du filtre ainsi que sa largeur.

La figure 5.12 montre la configuration expérimentale utilisée. Elle se compose du laser QD dont le spectre est rappelé en (a), d'un amplificateur et du filtre accordable. Nous créons la forme du filtre selon le procédé présenté ci-dessous en fonction de la fréquence de l'horloge désirée. L'exemple de deux lignes séparées de 340 GHz est visible sur le spectre (b). Nous remarquons qu'il n'y a aucune raie résiduelle et les pertes dues au filtre sont faibles, de l'ordre de 2 dB.

Nous disposons d'un programme Matlab permettant de créer le tableau servant d'entrée au filtre et permettant de gérer la phase de chaque fréquence. Le principe du filtrage utilisé est présenté schématiquement sur la figure 5.13 pour 2 et 3 raies. Nous exposons le principe choisi en se basant sur la sélection de deux raies. Nous commençons par définir les fréquences régulièrement espacées avec 0 pour valeur centrale dans un premier tableau. Nous entrons alors les largeurs $l1$ et $l2$ mesurées à l'aide du spectre de la source. Nous définissons alors un tableau a et un tableau b contenant respectivement l'ensemble des indices de position du premier tableau des fréquences comprises entre $-\frac{l1}{2}$ et $\frac{l1}{2}$ et entre $-\frac{l2}{2}$ et $\frac{l2}{2}$. Il ne reste plus qu'à définir les atténuations selon :

- 50 pour toutes les fréquences se trouvant avant min(a) et après max (b)
- 0 entre min(a) et min(b) : permet de créer la première raie
- 50 entre min(b) et max(b)

1. filtre Waveshaper 4000S (Finisar)

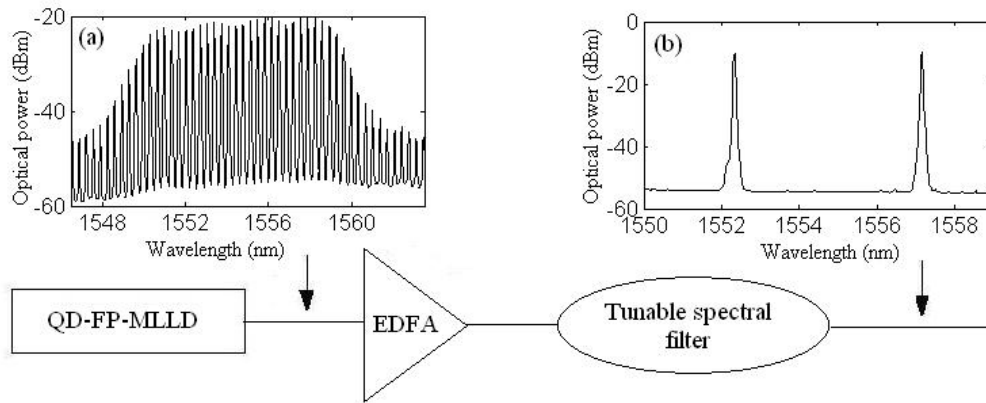


FIGURE 5.12 – Configuration expérimentale réalisée.

- 0 entre $\max(b)$ et $\max(a)$: permet de créer le seconde raie.

Nous obtenons ainsi deux rectangles de sélection espacés de la fréquence attendue pour l'horloge générée.

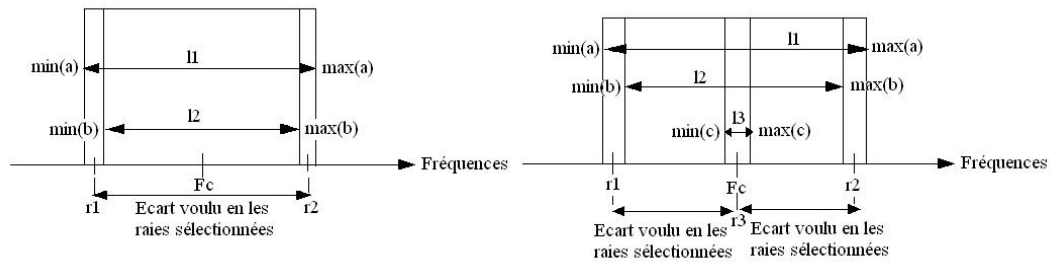


FIGURE 5.13 – Forme temporelle et spectre correspondant de l'horloge générée.

Pour le calcul de la phase, nous entrons une valeur pour le coefficient de dispersion chromatique cumulée en ps/nm^2 , noté D_{cum} permettant d'obtenir le coefficient de vitesse de groupe cumulée défini par $\beta_{22} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} D_{cum}$. Nous définissons alors la phase selon sa valeur théorique :

$$phase = \frac{1}{2} \beta_2 (2\pi f)^2 \quad (5-1)$$

Le but étant de compenser la dispersion créée par la fibre et d'éviter les interférences entre les raies sélectionnées. Nous présenterons par la suite les résultats avec et sans tenir compte de cette compensation de dispersion.

5.4.2 La sélection de 2 raies lasers

Nous choisissons de créer d'abord la sélection spectrale de deux raies lasers sans tenir compte de la phase, c'est-à-dire sans compenser la dispersion. Nous réalisons cette expérience pour différentes fréquences afin de vérifier le bon fonctionnement du filtrage. La limite de visualisation de l'oscilloscope à échantillonnage est de l'ordre de 800 GHz.

Nous présentons 4 horloges sur la figure 5.14 aux fréquences respectives de 170,8 GHz, 341,6 GHz, 512,4 GHz et 640,5 GHz. Nous avons constaté une faible gigue temporelle et les horloges sont stables. Une légère dégradation du signal est visible vers 500 GHz, provenant très certainement du fait que nous nous approchons de la limite de résolution de l'appareil.

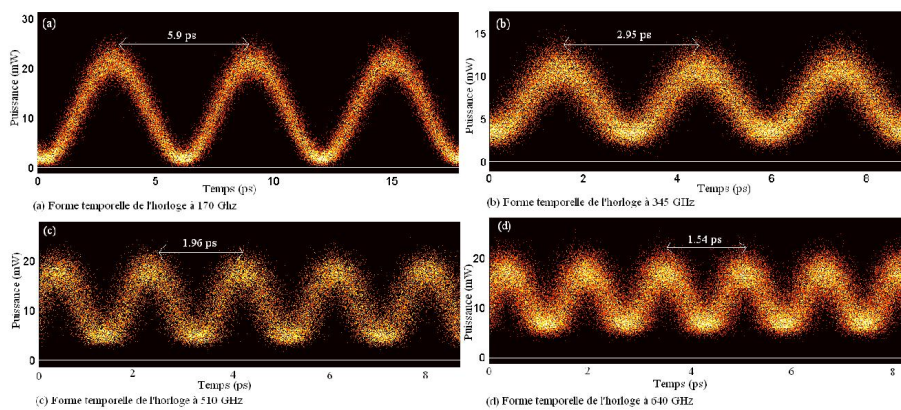


FIGURE 5.14 – Formes temporelles de 4 horloges générées à différentes fréquences. *Les horloges sont de forme sinusoïdale et la durée des impulsions correspond donc à la moitié de la période choisie.*

Nous refaisons les mêmes expériences avec compensation de dispersion. Nous constatons que les signaux ne changent pas et les formes temporelles obtenues sont très similaires à celles présentées sur la figure 5.14.

5.4.3 La sélection de 3 raies lasers

Nous réalisons alors sur le même principe la sélection de 3 raies lasers pour deux fréquences différentes. Cette sélection est possible pour des fréquences inférieures à 600 GHz, couvrant ainsi l'ensemble de bande spectrale de 1,8 THz. Les formes temporelles ainsi obtenues sont présentées sur la figure 5.15. Nous voyons que les signaux sont dégradés sur le niveau inférieur par rapport aux formes temporelles vues sur la figure 5.14 pour des fréquences similaires ; il y a quelques piédestaux. Nous pensons que cette dégradation est due aux interférences créées par les trois raies. En prenant en compte la dispersion dans le filtre, la forme temporelle sera alors très certainement améliorée.

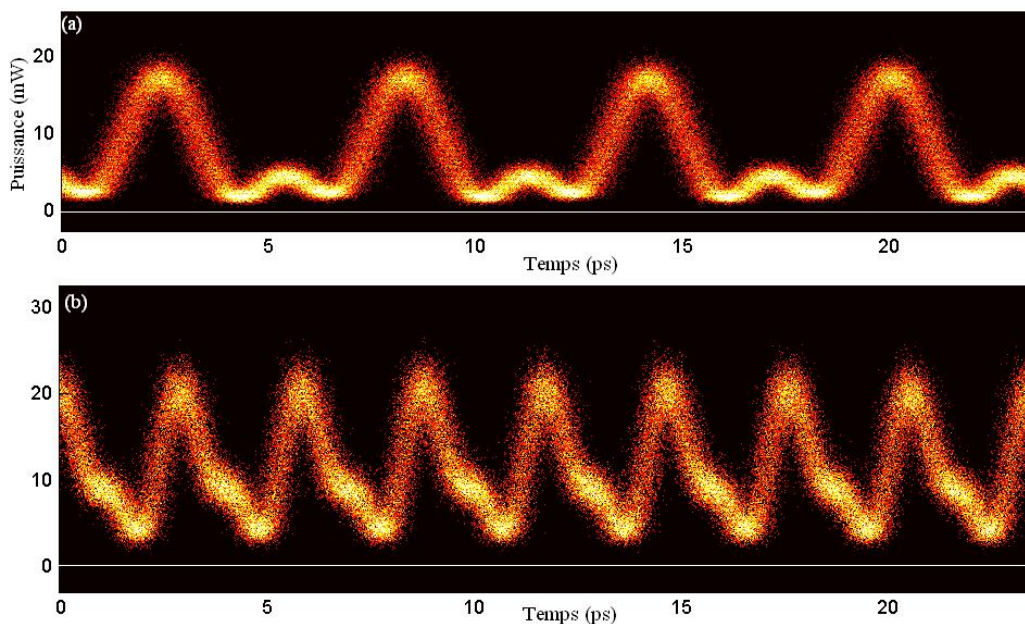


FIGURE 5.15 – Formes temporelles de 2 horloges avec sélection de trois raies spectrales à (a) 170,8 GHz et (b) 341,6 GHz.

Les deux horloges apparaissent dégradées sur leur niveau bas. On constate que la durée des impulsions est affinée par rapport à la sélection de 2 raies.

Afin d'améliorer la forme des horloges, nous ajustons les termes de phase dans le filtre utilisé. Nous insérons également un contrôleur de polarisation en sortie du montage. Les horloges ainsi obtenues deviennent donc nettement améliorées et nous pouvons voir l'influence de la polarisation sur la figure 5.16. En effet, les trois traces présentées correspondent à la même fréquence de 341,6 GHz mais pour 3 réglages différents du contrôleur de polarisation. Nous arrivons donc à ajuster ce composant afin d'avoir un signal net (horloge présentée en (c)).

De plus, cette addition de raies affine les impulsions ; ce phénomène est bien connu dans la réalisation de lasers à blocage de modes. En effet, la largeur d'une impulsion obtenue par blocage de modes est égale à T_c/M , M le nombre de modes, τ_c étant le temps d'aller retour de l'énergie dans la cavité soit la période associée au train d'impulsions. La comparaison montre une demi-période standard de 1,45 ps tandis que quand nous choisissons de garder trois lignes spectrales, la largeur à mi-hauteur est seulement de 1 ps. Cette propriété peut être déduite de la réduction standard pour le verrouillage de modes dans les lasers (le ratio entre le nombre de modes est de $3/2$).

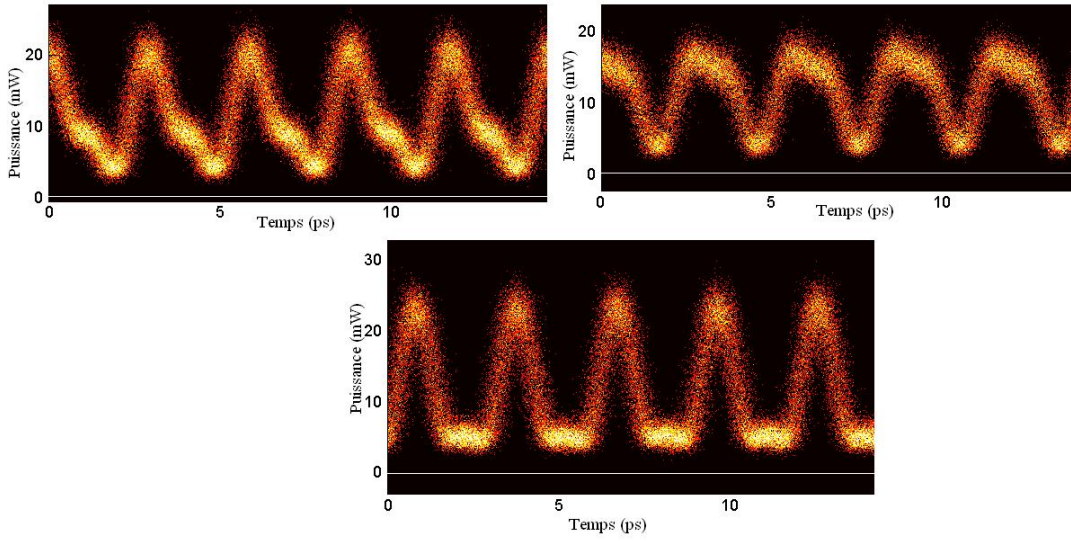


FIGURE 5.16 – Comparaison des formes temporelles d'une horloge générée à 341,6 GHz selon la polarisation.

Sur les figures (a) et (b), le mauvais réglage du contrôleur de polarisation entraîne des signaux fortement dégradés. La trace présentée en (c) est stable et périodique et présente une durée d'impulsion de 1,9 ps.

5.4.4 Sélection supérieure à 3 raies lasers

Nous pouvons penser qu'une sélection supérieure à 3 raies entrainera des impulsions plus courtes sans jouer sur la stabilité du signal. Nous sommes limités par la largeur de bande du spectre laser mais pour une fréquence de 170,8 GHz et 342,6 GHz, la sélection de 4 ou 5 raies lasers est facilement réalisable. Nous présentons les résultats sur la figure 5.17 afin de comparer l'évolution du signal pour un espacement des raies de 170,8 GHz.

Au besoin, on pourra se reporter à la figure 5.14 pour se rappeler la forme de l'horloge en sélectionnant 2 raies laser. On note ici que nous avons à chaque fois essayé de régler le contrôleur de polarisation afin d'améliorer les signaux. Nous pouvons voir que plus nous sélectionnons de raies plus les impulsions sont fines (réduction standard pour le verrouillage de modes). Néanmoins, nous constatons que la sélection à 5 raies donne un signal fortement dégradé et ceci quelque soit le réglage du contrôleur de polarisation. L'expérience à 342,6 GHz a aussi abouti à ce constat. Une optimisation en termes de dispersion et de polarisation est certainement nécessaire.

5.4.5 Comparaison des résultats avec et sans compensation de dispersion

Le tableau 5.18 présente les différentes largeurs d'impulsions obtenues avec et sans compensation pour différentes fréquences. Nous remarquons alors que sans compensation de dispersion, nous retrouvons les propriétés des modes battants bien connues dans les lasers

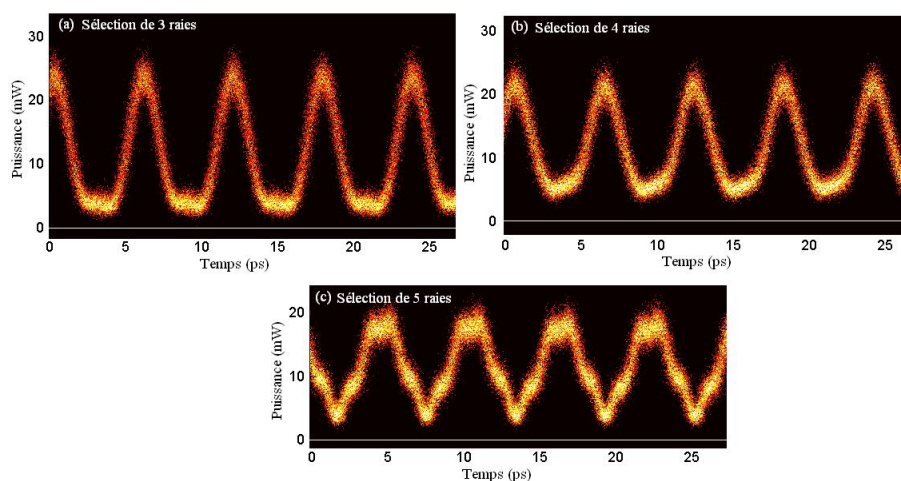


FIGURE 5.17 – Formes temporelles des horloges à 170,8 GHz pour une sélection croissante de raies lasers.

à verrouillage de mode. En effet, pour la sélection de 2 raies, nous retrouvons aux erreurs de mesure près, la demi-période tandis que pour la sélection de 3 raies, la durée correspond à $2/3$ de la période.

Fréquence	Nombre de raies	Type de sélection	Largeur d'impulsion
170,8 GHz	2	sans compensation	2,9 ps
		avec compensation	2,6 ps
	3	sans compensation	2 ps
		avec compensation	1,9 ps
341,6 GHz	2	sans compensation	1.45 ps
		avec compensation	1.35 ps
	3	sans compensation	1.1 ps
		avec compensation	1 ps
683,2 GHz	2	sans compensation	720 fs
		avec compensation	600 fs

FIGURE 5.18 – Comparaison des largeurs à mi-hauteur d'impulsions suivant le type de sélection spectral.

La compensation de dispersion a donc un double effet : l'horloge est de forme régulière et la durée des impulsions est raccourcie.

5.4.6 Résultats expérimentaux pour la génération Terahertz

Pour des débits supérieurs à 800 GHz, les mesures sont limitées par la résolution de l'oscilloscope. Le seul moyen de vérifier que le signal est correct est la trace d'auto-corrélation

en supposant que la stabilité est la même. Celle-ci permet de mesurer des largeurs d'impulsions et de vérifier les taux de répétition. Ces mesures ne sont qu'une indication. Elles ne permettent pas pour l'instant d'évaluer la qualité en terme de gigue.

Nous présentons sur la figure 5.19 la trace d'autocorrélation (b) obtenue pour la sélection de 2 raies espacées de 1,2 THz comme le montre le spectre correspondant (a). Nous notons qu'aucune raie résiduelle n'est présente entre les raies sélectionnées. Le taux de répétition des impulsions est l'inverse de 840 fs soit 1,2 THz et la largeur à mi-hauteur vaut approximativement 400 fs.

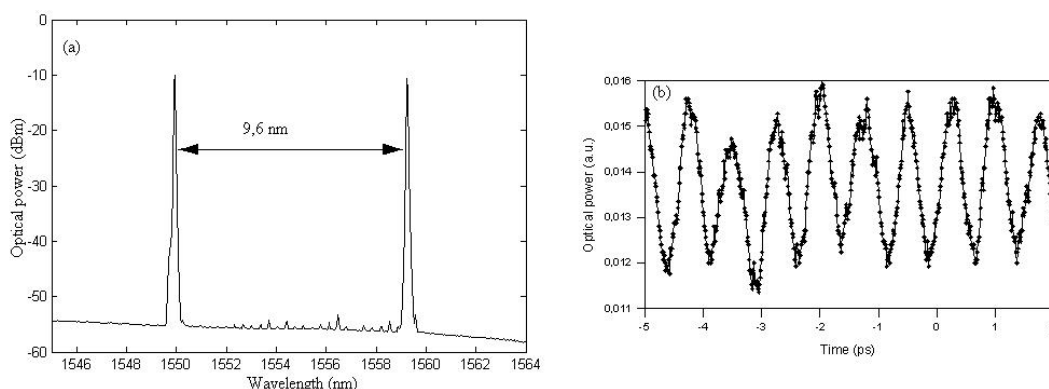


FIGURE 5.19 – Spectre optique et trace d'autocorrélation obtenue pour une fréquence de 1,2 THz.

Ce travail a fait l'objet d'un papier à OFC 2010 [87].

Le procédé de filtrage utilisé ici s'étend donc facilement à des débits d'horloge de l'ordre du Terahertz. Ce domaine est aujourd'hui en pleine expansion et convoité par différentes équipes de recherche. En effet, les applications des ondes THz sont multiples [88, 89] et on peut par exemple citer l'imagerie Terahertz.

Quelques méthodes ont été proposées. Celles-ci utilisent par exemple la compression des impulsions dans des fibres fortement non-linéaires [90] ou la synthèse de Fourier à plusieurs longueurs d'onde [91].

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord présenté une technique simple de génération d'horloge à haut débit stable. L'utilisation d'un réseau de Bragg comme filtre spectral rend le système accordable sur une dizaine de nanomètres. Cette expérience originale a fait l'objet

de plusieurs publications [86, 92, 87].

Nous avons validé le procédé de filtrage à l'aide d'un filtre commercial. Le principe de sélection spectrale offre donc la possibilité de générer des horloges optiques stables à des fréquences variées. La plage de longueurs d'onde permet d'atteindre 1,3 THz. Le procédé est facilement reproductible et accordable en longueur d'ondes dans la limite de la bande passante de la source laser utilisée.

Chapitre 6

Analyse de la stabilité d'horloge et récupération d'horloge

Nous avons présenté dans le chapitre précédent un procédé simple de filtrage de raies spectrales. Les signaux proposés apparaissent stables et propres. Nous proposons alors d'une part de confirmer la stabilité des horloges par une mesure du taux d'erreur et d'autre part d'utiliser ces signaux pour faire de la récupération d'horloge.

Nous présenterons dans une première partie l'intérêt, le principe et les résultats des mesures du taux d'erreurs binaire tandis que la seconde partie traitera de la récupération d'horloge. Nous montrerons dans ce chapitre la capacité d'un laser à blocage de modes à générer une horloge de fréquence f à partir d'une horloge de fréquence $N \times f$. Cette fonction de base est essentielle pour les réseaux à $N \times 100$ Gbits/s.

6.1 Mesure du taux d'erreurs

Afin de vérifier la stabilité de nos horloges, nous avons pensé nous orienter vers la mesure du taux d'erreur binaire. Il s'agit d'un facteur utilisé couramment pour tester la qualité d'une transmission, en reportant le rapport entre le nombre de bits erronés et le nombre de bits émis.

En effet, un signal, codé en bit/s, est vu par le récepteur comme une succession de symboles binaires 1 ou 0 suivant le niveau d'amplitude. Pour cela, on définit un seuil de décision au dessus duquel le signal sera vu comme un 1 et en dessous comme un 0. Or, des erreurs peuvent être commises si les fluctuations d'amplitude et temporelles sont trop importantes.

Dans le cas de nos horloges, il faut d'abord effectué un codage pour avoir des données de type 1 ou 0 ce qui transforme le GHz en GBit/s. Nous verrons donc dans un premier temps les étapes de cette mesure avant de montrer les résultats obtenus.

6.1.1 Principe de la mesure

Afin d'avoir une comparaison, nous disposons d'une mesure prise avec un signal dont nous sommes sûrs de sa stabilité. La figure 6.1 présente le schéma expérimental de la mesure du taux d'erreur binaire de cette référence. Il s'agit d'un multiplexage optique temporel¹ de 42,7 Gbit/s vers 170,8 Gbit/s du signal à 42,7 GHz issu du laser à bâtonnets quantiques et modulé à 42,7 Gbit/s. À la réception, le signal est démultiplexé optiquement vers 42,7 Gbit/s à l'aide d'un modulateur à électro-absorption puis analysé dans un récepteur classique.

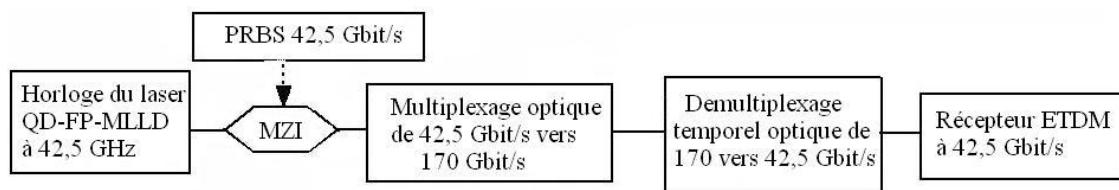


FIGURE 6.1 – Principe de la mesure du taux d'erreur binaire pour la référence.
La référence est créée par un multiplexage optique du signal issu du laser à bâtonnet quantique.

Dans le cas de notre horloge générée à 170 GHz, le principe de la mesure est représenté sur la figure 6.2. L'horloge est d'abord codée à 42,5 Gbit/s. À la réception, le même procédé que pour la référence est utilisé : le demultiplexage optique donne 4 trains à 42,5 Gbit/s et l'une de ces séquences correctement modulée est analysée par le récepteur ETDM.

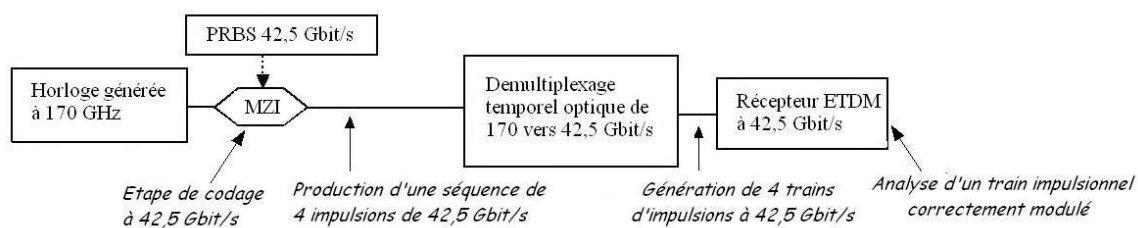


FIGURE 6.2 – Principe de la mesure du taux d'erreur binaire pour l'horloge générée.

La figure 6.3 montre le diagramme de l'oeil du signal obtenu après ce codage et utilisé pour l'émission. Compte tenu du rapport quatre entre le débit de codage et le taux de répétition de l'horloge, idéalement la séquence est quadruplée par rapport à la séquence d'origine. Cependant, les temps de montée et de descente du modulateur 42,5 Gbit/s ferment

1. Le multiplexage temporel repose sur l'utilisation de coupleurs et de lignes à retard afin de multiplier le débit initial d'une source laser impulsionnel.

deux des quatre impulsions du diagramme de l'oeil.

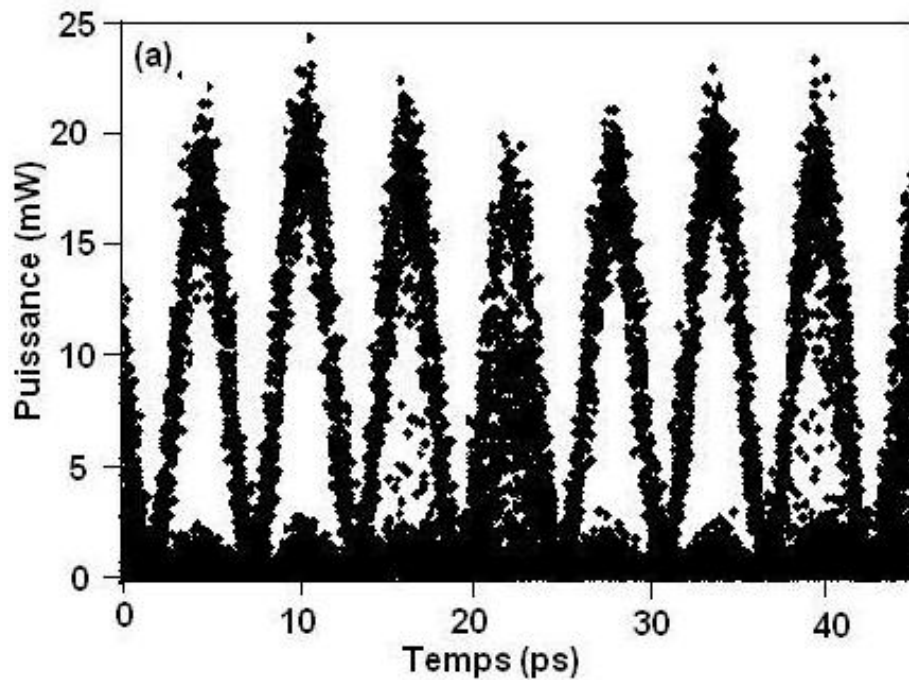


FIGURE 6.3 – Diagramme de l'oeil obtenu après codage de l'horloge à 42,5 Gbit/s. Séquence de 4 impulsions se répétant périodiquement : deux sont sans bruit, une est partiellement bruitée et la dernière est fermée.

6.1.2 Résultats de la mesure pour l'horloge à 170,8 GHz générée avec les réseaux de Bragg

La figure 6.4 représente le tracé du taux d'erreur binaire en fonction de la puissance injectée sur le récepteur. La courbe verte est le résultat pour l'horloge générée à 170,8 GHz tandis que le tracé en bleu est la mesure obtenue pour le signal nous servant de référence.

Nous constatons alors que les deux courbes sont presque superposées. Ainsi, l'utilisation de l'horloge à 170,8 GHz n'ajoute aucune pénalité comparé à l'utilisation d'un signal issu du multiplexage optique des impulsions émis en sortie du laser QD. Cette mesure confirme la stabilité de notre horloge en terme de bruit de partition et de gigue temporelle.

6.1.3 Résultat pour des horloges générées à l'aide du filtre programmable

Nous utilisons le même principe que précédemment afin de vérifier la stabilité de notre système. Le résultat de la mesure correspond à la courbe rouge visible sur la figure 6.4 et ceci valide le fait que les deux filtrages sont similaires puisque les courbes sont superposées.

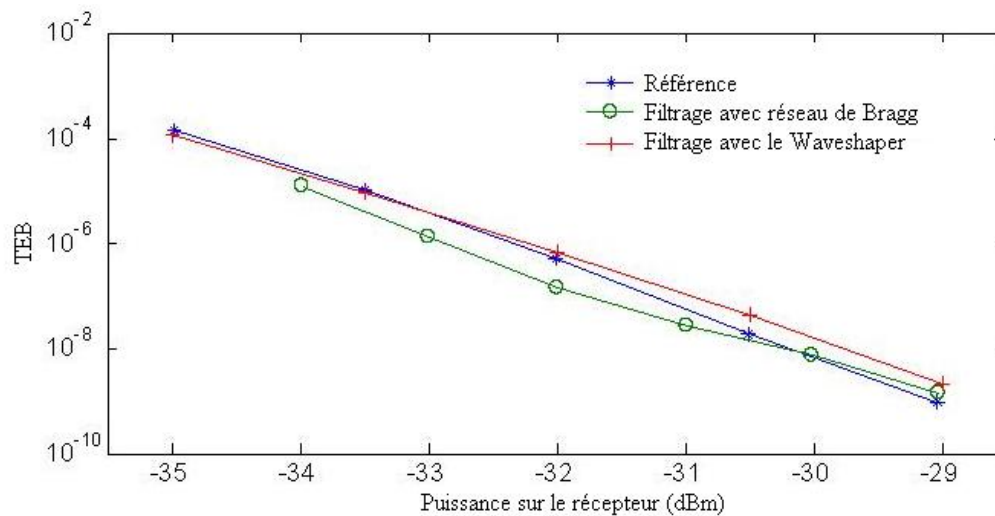


FIGURE 6.4 – Résultats de la mesure du taux d'erreur binaire

Aucune pénalité n'est visible par rapport à la référence prise avec le signal du laser à bâtonnets quantiques.

Le réglage de l'ensemble des paramètres afin d'obtenir une mesure valable demande beaucoup de temps déjà à 170 GHz ; c'est pourquoi nous n'avons pas fait de mesures à plus haut-débit.

6.2 Récupération d'horloge

Nous disposons de signaux à différentes fréquences et nous nous proposons de voir s'il est possible de récupérer un signal à 42,7 GHz à partir d'un train d'impulsion à $N \times 42,7$ GHz. Nous allons expliquer ci-dessous le principe du montage utilisé et donner les résultats obtenus.

6.2.1 Présentation de l'expérience

Le principe de l'expérience est présenté sur la figure 6.5. Il se décompose en trois blocs dont on va par la suite expliquer le fonctionnement. Le but est de montrer la capacité d'un laser à bâtonnets quantiques à générer une horloge à 42,7 GHz à partir d'un train impulsif à $N \times 42,7$ GHz.

6.2.1.1 Génération d'un train impulsif accordable

Le premier bloc consiste à générer un train impulsif dont la fréquence est un multiple de 42,7 GHz. Pour cela, nous utilisons la méthode du filtrage spectral (expliquée au

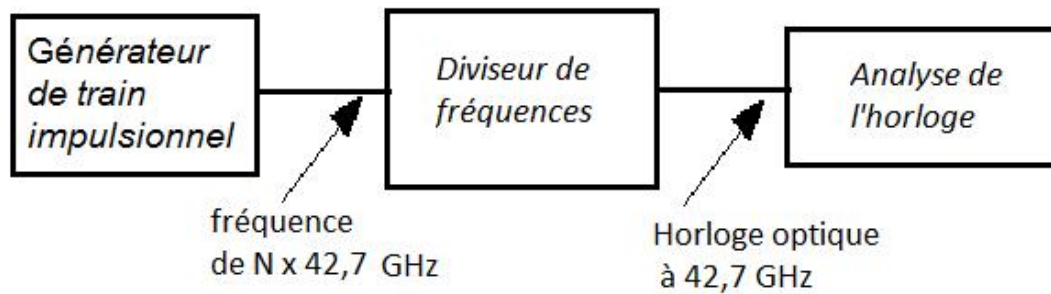


FIGURE 6.5 – Schéma expérimental de la division de fréquences.

chapitre 5).

Le filtrage est réalisé à l'aide du filtre programmable afin de générer des horloges à différents fréquences (égales à $N \times 42,7 \text{ GHz}$) en sélectionnant trois raies spectrales. Nous notons ici que les raies lasers se trouvant à la fréquence du laser (42,7 GHz) sont réduites de 40 dB. Nous rappelons également que ce laser QD opère autour de 1550 nm.

L'horloge optique récupérée en sortie de ce bloc est le signal envoyé dans le bloc de récupération d'horloge par division de fréquences.

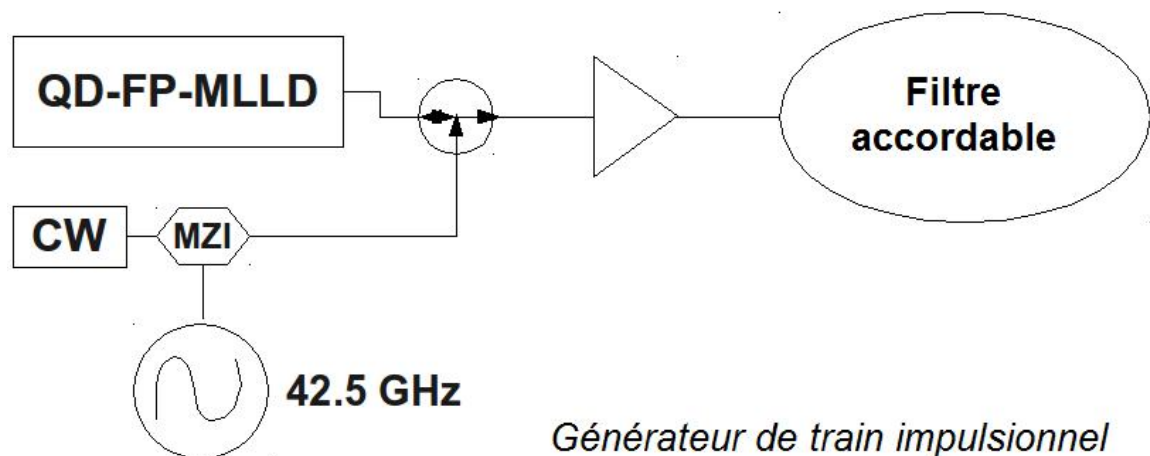


FIGURE 6.6 – Schéma expérimental du bloc de génération de train impulsionnel de fréquences accordables.

6.2.1.2 Division de fréquences

Comme le montre la figure 6.7, le bloc du diviseur de fréquences, noté AO-FDCR pour « All Optical Frequency Down-Conversion Clock Recovery », se compose d'un second laser QD-FP-MLLD avec une longueur d'onde d'émission centrale autour de 1570 nm suivi d'un filtre optique. Ce filtre a pour rôle d'éliminer les résidus du train d'impulsions à la fréquence $N \times 42,7$ GHz. En jouant sur la température et le courant d'alimentation du laser, nous pouvons ajuster le réglage de la fréquence de répétition au plus près de 42,7 GHz.

Il n'y a donc pas de verrouillage de fréquence pour ce second laser et la mise en phase à 42,7 GHz se réalise suivant deux processus : le milieu de gain a une surmodulation à $N \times 42,7$ GHz qui met en phase des modes séparés de $N \times 42,7$ GHz. La mise en phase à 42,7 GHz est alors lié au mélange d'ondes fortement présent dans ces structures. De plus, l'injection du train impulsional se fait en bord de bande du second laser.

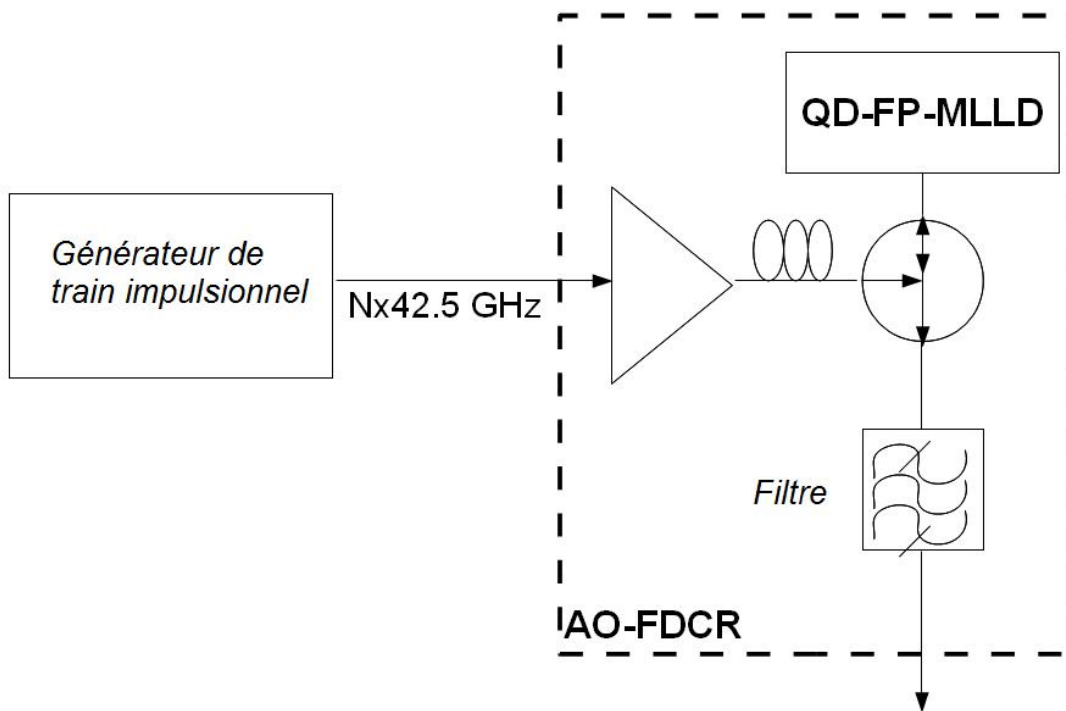


FIGURE 6.7 – Schéma expérimental du bloc de division de fréquences.

Ainsi, quand un train d'impulsions à $N \times 42,7$ GHz est injecté, nous récupérons une horloge à 42,7 GHz autour de 1570 nm. Cette horloge doit être analysée pour vérifier sa stabilité.

6.2.1.3 Analyse de l'horloge

La composition du bloc d'analyse est présentée sur la figure 6.8. Une fois récupérée, l'horloge à 42,5 GHz est modulée à 42,7 Gbit/s pour l'évaluation de ce système. Pour cela, on utilise une séquence de données pseudo-aléatoire (PRBS) à 42,7 Gbit/s dans un modulateur de type Mach-Zehnder (MZI). Une ligne à retard optique, placée avant le modulateur, permet le réglage fin de la fenêtre temporelle de données utilisées.

Enfin, la sortie du modulateur est directement reliée au système de mesure du taux d'erreurs binaires, ce qui permettra de vérifier que la division de fréquence a bien eu lieu.

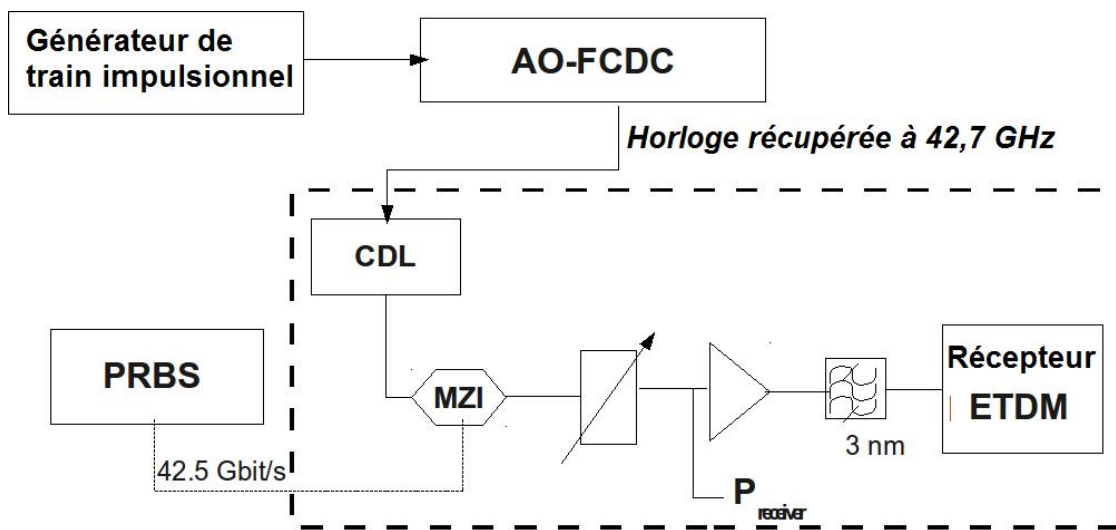


FIGURE 6.8 – Schéma expérimental du bloc d'analyse.

6.2.2 Résultats expérimentaux

Le filtrage spectral a été réalisé avec 3 lignes spectrales pour des fréquences variant de 42,7 à 427 GHz par pas de 85,4 GHz. Un exemple de spectre et de trace temporelle est présenté sur la figure 6.9. Enfin, le courant du laser dans l'OCR doit être optimisé pour chaque fréquence afin de récupérer l'horloge avec précision.

Nous notons qu'aucune composante résiduelle à 42,7 GHz n'apparaît sur le spectre optique des trains d'impulsions générées par le filtrage (contrairement à la méthode de multiplexage temporel). Ces raies sont de l'ordre de 40 dB plus basses que les raies filtrées. Elles sont donc trop faibles pour que la synchronisation du second laser QD se fasse grâce à elles.

La figure 6.10 représente l'ensemble des mesures du taux d'erreur binaire en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur. La mesure appelée référence correspond au cas où le

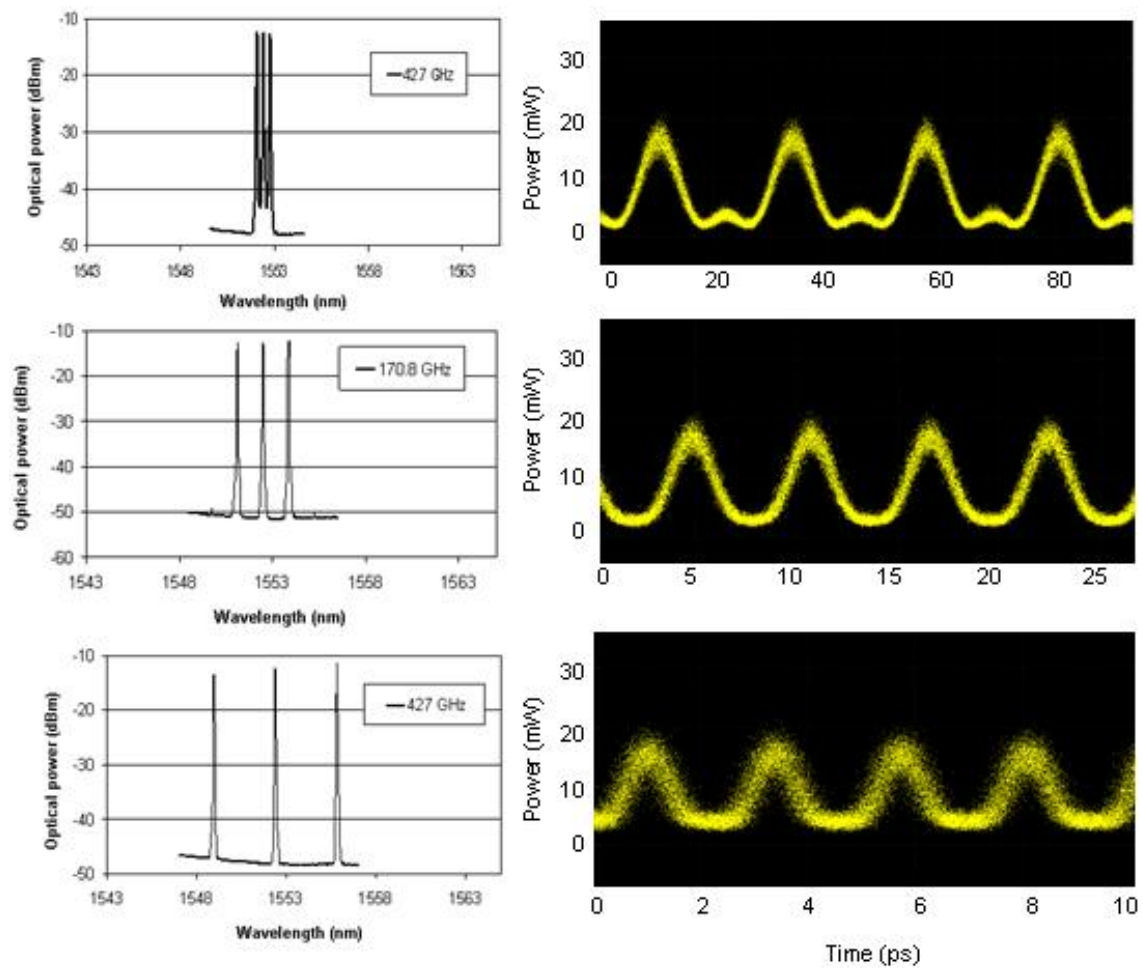


FIGURE 6.9 – Spectre et trace temporelle pour 3 taux de répétition différents : 42,7, 170 et 427 GHz

signal de données à 42,7 Gbit/s est envoyé directement pour la mesure du TEB sans passer par le module de conversion d'horloge. Nous pouvons constater que le système est en mesure de verrouiller tous les signaux avec la même qualité. Une faible pénalité est insérée pour les puissances les plus basses.

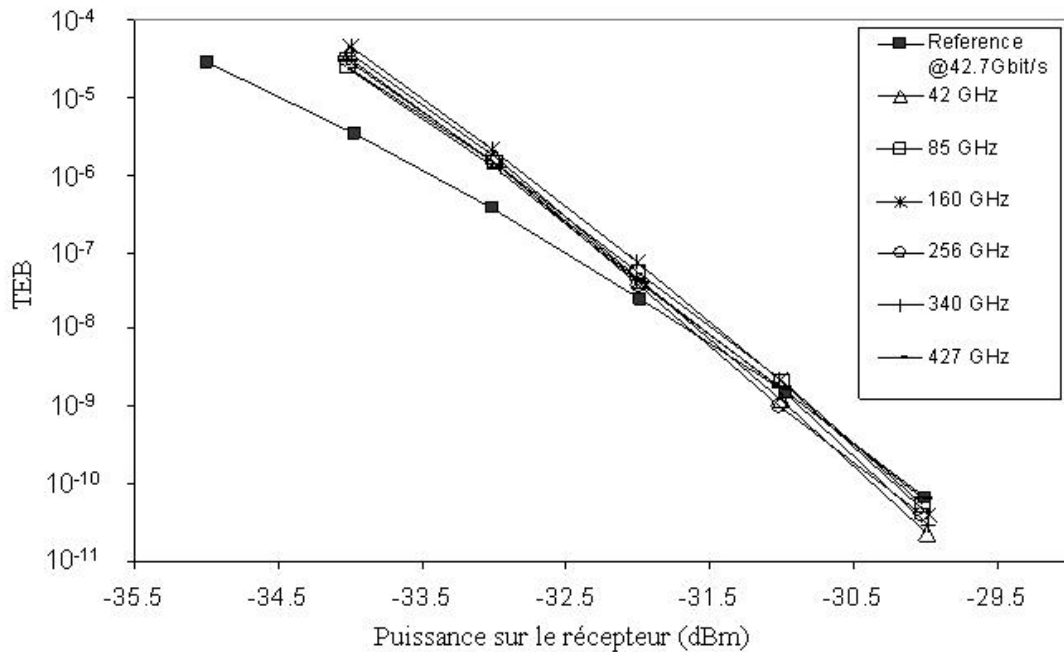


FIGURE 6.10 – Résultats de la mesure du taux d'erreur binaire

6.2.3 Environnement du système

Nous avons voulu tester les performances du bloc AO-FDCR quand un train de données à Nx42,7 Gbit/s est injecté plutôt qu'un signal d'horloge. Le schéma de l'expérience est visible sur la figure 6.11. Le premier laser QD crée des impulsions avec un taux de répétition de 42,7 GHz et une largeur à mi-hauteur de 1,5 ps. Ce train d'impulsions est alors modulé à l'aide d'un modulateur MZI à 42,7 GBit/s puis on utilise un multiplexage temporel pour obtenir des données à 170 Gbit/s. Le bloc noté BRM (« Bit Rate Multiplier ») permet de multiplier par quatre le débit des données. Dans cette partie, la fréquence est limitée à 170,8 GHz pour des raisons de complexité de réalisation expérimentale et de manque de temps.

La sortie est injectée directement dans le système de diviseur de fréquence (bloc AO-FDCR). Enfin, on retrouve le bloc d'analyse similaire à celui de la partie précédente.

Les résultats sont reportés sur la figure 6.12. Les courbes avec les triangles correspondent aux mesures obtenues dans la partie précédente (sans codage des données). La courbe ayant pour légende 42,7 Gbits correspond au cas où le bloc de multiplication du taux (BRM) n'est

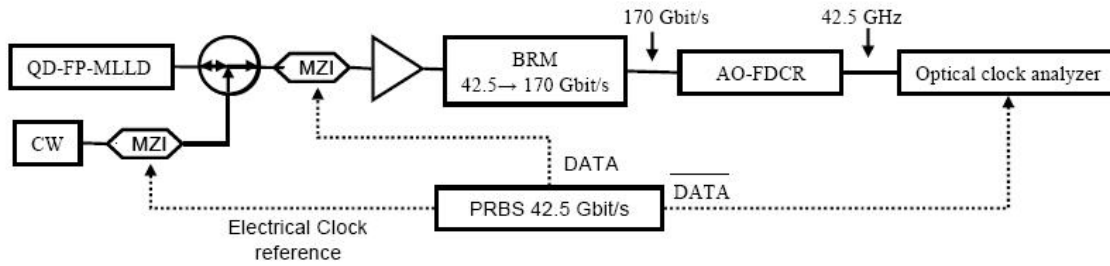


FIGURE 6.11 – Schéma expérimental du test de la récupération d'horloge.
On précise ici que la fréquence réelle est de 42,7 GHz.

pas employé. Dans le cas de 170,8 GBit/s, nous avons testé deux codages différents pour la séquence pseudo-aléatoire. Nous pouvons voir qu'une pénalité de 0,3 dB est insérée dans le cas où les horloges sont codées au préalable.

On note que moduler à 42,7 GHz suivant un codage PRBS un signal à 170,8 GHz ne génère pas théoriquement de sous harmonique à 42,7 Gbits/s. Expérimentalement, les sous harmoniques sont observées être à -30 dB de la porteuse optique, ce qui porte la puissance disponible dans la sous-harmonique à moins de -40 dBm (ce qui est insuffisant pour verrouiller un laser (thèse d'Olivier Vaudel [93]). On peut donc douter du verrouillage sur un résidu de sous-harmonique. On rappelle que l'on a montré précédemment un verrouillage à la fréquence f sur une horloge à $Nx f$ en l'absence de sous-harmonique.

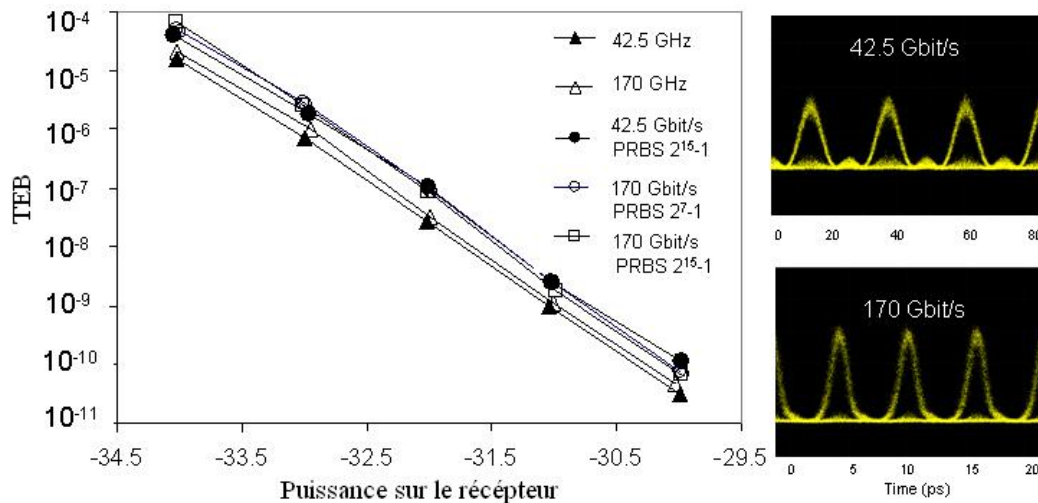


FIGURE 6.12 – Résultats de la mesure du taux d'erreur binaire

6.3 Conclusion

Nous avons pu tester la qualité de nos horloges par la mesure du taux d'erreur. Celle-ci n'a montré qu'aucune pénalité n'était insérée par l'utilisation de la méthode du filtrage spectral pour multiplier le taux de répétition d'un laser QD-FP-MLLD confirmant ainsi la stabilité de nos horloges en terme de bruit et de gigue temporelle.

De plus, nous avons montré l'utilisation des horloges jusqu'à 427 GHz pour effectuer une récupération d'horloge efficace. Aucune pénalité n'a été observée ce qui confirme la qualité de la conversion de fréquences. Ces résultats démontrent également le fort potentiel des lasers à bâtonnets quantiques en blocage de mode actif pour une récupération d'horloge à très haut taux de répétition. Ces résultats ont fait l'objet d'un post-deadline à OFC 2010 [94]

Nous notons ici que le potentiel des laser QD-FP-MLLD pour faire de la récupération d'horloge tout optique a été démontré en 2005 [95]. Cette équipe a démontré que la gigue temporelle mesurée sur l'horloge récupérée était compatible avec les caractéristiques recommandées pour la récupération d'horloge de 40 GHz.

Conclusion de la seconde partie

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à un procédé simple de génération d'horloge. Nous avons d'abord présenté la théorie relative aux réseaux de Bragg ainsi que leur procédé de fabrication avant de montrer une utilisation en tant que filtre spectral. Nous avons pu générer une horloge stable à 341,6 GHz à partir d'un laser à bâtonnets quantiques.

La technique a pu être reproduite aisément grâce à l'utilisation d'un filtre commercial dont nous réglons la forme en fonction de la fréquence désirée et la dispersion. Des horloges terahertz peuvent alors être générées.

L'étude de la stabilité a été initiée mais pour de futures réalisations, ce point méritera d'être approfondi avec notamment une mesure de bruit. Nous avons également proposé un système de division de fréquences des horloges générées. Nous verrons dans la troisième partie quels objectifs on peut viser.

Troisième partie

Perspectives et conclusion

Chapitre 7

Perspectives

7.1 La génération d’horloge Terahertz

Comme nous l’avons dit, ce thème est un sujet d’actualité. Nous pensons que les signaux que nous générons peuvent être un point de départ dans ce domaine pour notre laboratoire. Plusieurs questions méritent d’être posées notamment au niveau de la visualisation, caractérisation et utilisation de ces signaux.

7.1.1 La visualisation

Le procédé de filtrage présenté dans le chapitre 5 ouvre de multiples possibilités pour la création de signaux terahertz. L’utilisation du filtre commercial a permis de valider le procédé de filtrage de raies spectrales et la suite serait alors de créer les réseaux de Bragg adéquates pour différentes horloges.

La question de la visualisation de ces signaux demandent aussi un travail de recherche complémentaire afin de voir les moyens actuellement utilisés et développés par les équipes de recherche pour des signaux atteignant de telles fréquences. En effet, pour le moment, nous avons utilisé un autocorrélateur pour vérifier la fréquence des signaux générés au dessus de 700 GHz.

7.1.2 La caractérisation

Cette phase est implicitement liée à la visualisation. En effet, estimer la stabilité d’un signal n’est faisable que lorsqu’une trace nette est visible. Or, un autocorrélateur n’est pas développé pour de telles mesures et les signaux hautes fréquences apparaissent très souvent bruités. Ceci provient très certainement du bruit généré par les amplificateurs utilisés. Ils restent indispensables puisqu’une certaine puissance est nécessaire au fonctionnement de l’autocorrélateur.

Nous pensons que les mesures de taux d'erreurs sont un premier pas dans la caractérisation des signaux. Nous pensons aussi qu'il serait utile de mesurer le bruit basse-fréquence des horloges. Pour cela, nous disposons d'un banc de mesure expérimental qu'il nous faut dans un premier temps caractériser afin de vérifier son bon fonctionnement. Cette étape n'a pu être faite à l'heure actuelle du fait d'une panne d'un appareil de visualisation.

7.2 Sur les lasers à blocage de mode passif

La première partie de ce manuscrit a mis en avant des expériences classiques pour la génération d'impulsions. Celles-ci ont été faites dans le but de trouver des moyens d'augmenter le débit du train d'impulsions. Cet objectif reste à l'esprit notamment et devra être fait selon les trois directions présentées ci-dessous.

7.2.1 Utilisation des fibres fortement non-linéaire

Des nouvelles fibres sont apparues au cours de ces dernières années et certaines restent encore en plein développement. Les fibres en verre chalcogénure ainsi que les fibres microstructurées présentent des propriétés intéressantes et leur utilisation devient un sujet de plus en plus actif.

Dans les fibres optiques, on définit un coefficient non-linéaire, noté γ dont l'expression prend la forme suivante :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} \quad (7-1)$$

Pour améliorer la non-linéarité, on constate donc que l'on peut influencer sur deux paramètres, ce qui nous donne deux pistes différentes que nous allons présenter dans les deux paragraphes ci-dessous.

7.2.1.1 La voie guide d'onde : les fibres microstructurées

Il s'agit ici de confiner le mode sur de très petits diamètres et ainsi de diminuer l'aire effective A_{eff} . C'est ce principe qui est utilisé dans les fibres microstructurées. On a ainsi pu augmenter de près d'un facteur 50 le coefficient non-linéaire d'une fibre standard en silice [96]. On rappelle ici que la valeur du coefficient γ dans la fibre SMF standard est de $1,3W^{-1}m^{-1}$.

Les premières fibres à utiliser le confinement sont les fibres à saut d'indice mais depuis quelques années, on voit se développer la technologie des fibres microstructurées. Il s'agit de fibres en silice pour lesquelles la gaine contient une proportion d'air contrôlable. On les

retrouve sous le nom de fibres à trous ou fibres à cristal photonique. La figure ci-dessous donne un aperçu de différentes structures pour ces fibres.

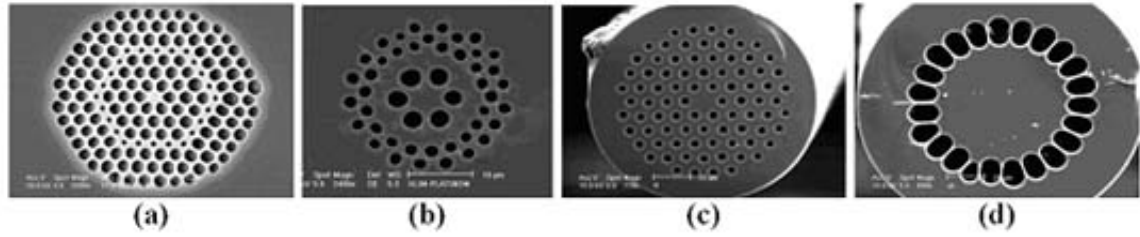


FIGURE 7.1 – Quelques structures de fibre microstructurées.

7.2.1.2 La voie matériau

On cherche dans ce cas des verres dont l'indice de réfraction non-linéaire n_2 est intraséquement élevé. Le verre de chalcogénure ($Sb_{10}S_{65}Ga_5Ge_{20}Sb_{20}S_{65}Ge_{15}As_2Se_3$ etc) a l'indice le plus élevé [97, 98, 99] mais on trouve aussi le verre de bismuth (Bi_2O_3) pas loin derrière. Les structures de fibres fortement non-linéaires en verre non-silice peuvent être à saut d'indice ou de type microstructurées.

Lors de la fabrication de ce genre de fibres, deux paramètres sont souvent étudiés en plus de la non-linéarité. Il s'agit de la dispersion et des pertes. La valeur de ces dernières doit être réduite pour espérer une bonne propagation tandis que les microstructures permettent d'ajuster le coefficient de dispersion. On va ci-dessous donner quelques détails sur les différents verres utilisés actuellement autre que la silice.

Les verres de bismuth

En changeant le pourcentage du dopage en Bi_2O_3 , on peut ainsi jouer sur l'indice de réfraction et l'indice non-linéaire du composé. La première publication faisant référence à l'utilisation de ce matériau dans les fibres date de 2002 [100]. Il s'agit d'une fibre à saut d'indice dont le coefficient non-linéaire est 50 fois plus grand que celui de la silice (valeur de $64,5W^{-1}km^{-1}$) et une valeur de dispersion de $-130ps/nm/km$. Depuis, en jouant sur le dopage et l'aire effective, une valeur record de $1360W^{-1}km^{-1}$ a été atteinte [101] mais cette fibre présente de très fortes pertes d'épaisures.

On retrouve également des fibres microstructurées utilisant le verre de bismuth. La première fibre ainsi réalisée date de 2004 [102] avec un coefficient atteignant tout de même $1100W^{-1}km^{-1}$ et des pertes de $3,4dB/m$.

Les verres de chalcogénure

Il s'agit de verres composés des éléments suivants : As-S, As-SE, Ge-S et Ge-Se [103] ayant un indice de réfraction ainsi qu'un indice de réfraction non-linéaire très élevés. Au vue de leurs caractéristiques non-linéaires très intéressantes, ils ont fait l'objet ces dernières années de nombreuses études mettant en avant leurs applications pour les télécommunications [104, 105].

Du côté des fibres à saut d'indice, de belles performances ont été obtenues avec par exemple [106] un coefficient non-linéaire de $2450 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ obtenu avec la composition suivante As_2Se_3 . L'aire effective de cette fibre est de $40 \mu\text{m}^2$, on peut alors envisager réduire cette valeur afin d'augmenter la non-linéarité. D'autres exemples peuvent être observés dans les références [107, 108, 109, 110].

La possibilité de réaliser des fibres microstructurées en verre chalcogénure a été démontrée pour la première fois en 2000 par Monro et al. [111]. Aucune caractérisation optique de cette fibre n'a été proposée et on ne trouve que très peu de résultats par la suite. Notre laboratoire a collaboré dans le cadre de projets ANR à la caractérisation de nouvelles fibres de ce type, fabriquées par le LVC et PERFOS. Depuis 2005, le coefficient non-linéaire augmente sans cesse. Pour plus d'informations, le lecteur pourra se rapporter à la thèse de Thanh Nam Nguyen soutenue en 2008 [112].

Ainsi, nous avons actuellement à disposition des fibres fortement non-linéaires. Leur caractérisation étant aujourd'hui très complète, nous pensons qu'il serait efficace de voir par une simulation quelles avantages leur utilisation dans un laser à fibre apporterait. La mise en pratique demande un travail supplémentaire car l'injection dans ce type de fibre n'est pas facile puisque les soudures sont impossibles du fait de leur fragilité.

7.2.2 Couplage avec une micro-sphère

Une équipe du laboratoire travaille sur les micro-sphères. Nous pensons qu'il serait intéressant de coupler une cavité laser avec un tel composant.

Une microsphère est une cavité de quelques dizaines de microns de diamètres. A titre d'exemple, la figure 7.2 est une photographie d'une micro-sphère de $480 \mu\text{m}$ de diamètre. Ces structures sont caractérisées par les modes de galeries (« Whispering Gallery Modes » (WGM)). Il s'agit d'une onde qui, en se propageant le long d'une surface fermée (résonateur) revient périodiquement à son point de départ et interfère avec elle même ce qui lui donne des propriétés de phase particulières.

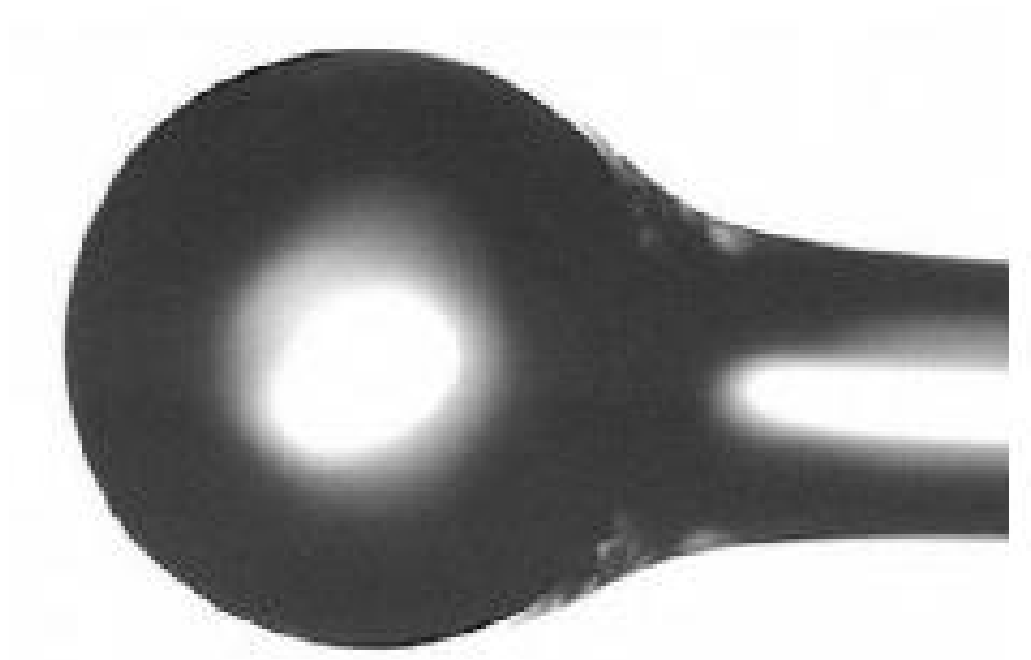


FIGURE 7.2 – Photo d’une micro-sphère de $480\ \mu$ de diamètre

7.3 Simulation

Par manque de temps, nous n’avons pas pu enrichir nos expériences de simulations concrètes. Néanmoins, un premier travail a été fait dans ce sens. Nous allons détailler les équations ainsi que la méthode de résolution utilisée ci-dessous.

7.3.1 Modélisation de la cavité laser

Nous avons parlé dans le premier chapitre de l’équation non-linéaire de Schrödinger. Celle-ci modélise les effets dispersifs et non-linéaires. De plus, nous avons abordé la méthode de split step Fourier, communément utilisée pour la résolution. Nous disposons d’un programme de simulation pour résoudre cette équation et suivre ainsi l’évolution d’une impulsion lors de sa propagation dans de la fibre.

La modélisation d’une cavité laser peut se faire par le biais du formalisme d’ondes propagatives. Cela consiste à calculer l’évolution du champ laser ainsi que du signal de pompe durant leur propagation dans la cavité résonnante en tenant compte de l’inversion de population et du gain. Nous allons dans les parties suivantes détailler ce formalisme ainsi que la méthode de résolution employée.

Les programmes ont été écrits en langage C mais ils ne sont pas finalisés puisque nous

avons observés des évolutions de la puissance de pompe et du champ incorrectes. Le temps a malheureusement manqué pour revenir à ces simulations mais c'est pourtant un des points essentiels à traiter. On trouvera en annexeannexe B le travail qui a été effectué sur cette partie dans cette thèse.

Conclusion de la troisième partie

Nous avons proposé dans cette partie différentes pistes à suivre afin de compléter et poursuivre le travail mené au cours de la thèse. Nous avons pu voir que l'objectif initial pourra être repris avec le développement récent des fibres fortement non linéaires et un grand travail sur les simulations devra être fait.

La réalisation d'horloge terahertz est un thème d'actualité et notre expérience mérite d'être exploitée au maximum afin pourquoi pas d'une utilisation future.

Conclusion

Nous voilà au terme de ces travaux sur la génération de peignes de longueurs d'ondes à haut-débit pour les télécommunications optiques. La caractérisation des lasers impulsionsnels oppose deux critères importants suivant le type d'applications souhaitées : la puissance crête et le taux de répétition. C'est dans un objectif d'augmentation du taux de répétition des impulsions lasers qu'à commencer cette thèse. Nous souhaitons explorer les possibilités offertes par les nouvelles fibres fortement non-linéaires afin de les insérer dans des cavités lasers.

Ainsi, la première partie commence par un état de l'art de la réalisation des cavités lasers à blocage de modes. Nous notons que le principe laser a été découvert il y a 50 ans et que depuis, il ne cesse de se développer. Nous exposons alors les procédés mis en oeuvre dans les cavités lasers impulsionsnels en montrant trois types de configurations classiques permettant de générer des impulsions se répétant à l'ISL de la cavité. Nous montrons également comment l'équation non-linéaire de Schrödinger modélise les effets subits par une impulsion lors de sa propagation dans la fibre. La résolution de cette dernière a été réalisée à l'aide de la méthode FSS consistant à diviser la longueur de fibre en petits tronçons et d'appliquer les effets non-linéaires et dispersifs ressentis par l'impulsion lors de sa propagation dans ce segment. Nous finissons par une très brève présentation des lasers semi-conducteurs.

Deux chapitres présentent alors les expériences réalisées autour des cavités lasers classiques. Ces travaux nous ont permis d'observer des comportements solitoniques bien connus mais aussi deux types de fonctionnement originaux. En effet, un comportement chaotique pour le moment inexplicable a été observé dans une cavité laser basée sur la polarisation non-linéaire de polarisation. De plus, un train impulsionsnel comportant une vingtaine d'impulsions a été obtenu à l'aide d'une cavité Fabry-Perot contenant un absorbant saturable. Si ce train se répète à la fréquence fondamentale (ISL de la cavité), le taux de répétition à l'intérieur de ce train peut atteindre 160 GHz. Les caractéristiques de l'absorbant saturable utilisé sont très probablement la cause de ce régime de fonctionnement. L'utilisation de la fibre à compensation de dispersion a permis de compresser ses impulsions afin de les amener en limite de Fourier. C'est dans ce type de cavité que nous pensions insérer de la fibre fortement non-linéaire. Or, nous nous sommes rendus compte à ce moment-là que le développement de ces fibres n'était pas encore assez avancé pour une utilisation optimale. Ainsi, afin d'atteindre des débits

élevés, nous nous sommes tournés sur l'utilisation des réseaux de Bragg dont les propriétés filtrantes sont connues.

La seconde partie marque ainsi le changement d'orientation dans ces travaux et débute sur la présentation de la théorie des réseaux de Bragg. Cette théorie repose sur l'utilisation des équations aux modes couplés permettant de modéliser les réseaux. Le procédé de fabrication employé est la technique du masque de phase. La photo-inscription des réseaux a été réalisée au sein de COPL de l'Université Laval. Nous notons que l'inscription des réseaux évolue dans le temps (vieillessement à contrôler) et ces propriétés peuvent évoluer en fonction de la température et de l'étirement de la fibre dans laquelle est inscrite le réseau. Différents types de réseaux sont présentés et nous donnons un exemple de caractéristiques obtenues après la photo-inscription.

Dans un premier temps, nous avons proposé de les utiliser dans les cavités lasers à blocage de modes passif présentées dans la première partie. Mais, ce filtrage s'étant révélé inefficace, une méthode simple de multiplication du taux de répétition d'un laser Fabry-Perot à bâtonnets quantiques bloqués activement à 42,5 GHz a été proposée. En effet, l'application de points chauffants sur un réseau à pas variable induit un saut de phase et une bande de transmission fine apparaît alors sur le spectre. La fréquence de cette plage de transmission dépend de l'endroit de la fibre chauffée tandis que sa largeur est fonction de la largeur de la zone chauffée. En choisissant correctement la position et l'écart des bandes de transmission ainsi obtenues, le réseau de Bragg joue le rôle d'un filtre spectral permettant de sélectionner deux (voire plus) raies lasers. Des horloges stables à 170,8 GHz (multiplication par 4 du débit laser initial) et 341,6 GHz (multiplication par 8 du débit laser initial) ont été obtenues. L'utilisation d'un SOA a permis de diminuer le niveau de bruit de ces signaux. A ce stade, nous avons été limités par la fabrication des réseaux de Bragg dont la bande passante ne concordait que sur une faible plage avec la bande de la source laser.

Afin d'augmenter la fréquence des signaux générés de façon à couvrir l'ensemble de la bande passante du laser FP (1,5 THz), nous avons utilisé un filtre commercial (Waveshaper de Finisar) dont la forme, la fréquence centrale et la transmission sont fixées par l'utilisateur. La forme temporelle de ces horloges a pu être observée jusqu'à 800 GHz. La stabilité a été confirmée par une mesure de taux d'erreurs binaire. Les résultats de cette dernière ont permis de comparer notre horloge à 170,8 GHz à un signal classique de référence et ont ainsi démontré que l'utilisation de l'horloge générée n'introduisait pas de pénalité dans le système de transmission.

Enfin, ces signaux ont été utilisés comme transmetteur dans une configuration de récupération d'horloges. Nous avons démontré le potentiel des lasers QD à opérer comme un diviseur de fréquences : à partir de trains impulsions de fréquences variant entre 42,7 GHz (fréquence du laser QD) et 427 GHz (multiplication par 10), une horloge à 42,7 GHz a pu être obtenue et nous avons vérifié que cette division de fréquence se faisait dans les mêmes

conditions pour toutes les fréquences.

La troisième partie dresse un bilan en présentant notamment diverses possibilités de suites à donner aux expérimentations réalisées. Nous ouvrons ainsi ces travaux sur différents horizons s'articulant autour de trois points. D'une part, les ondes terahertz font maintenant partie intégrantes de nombreuses recherches et le principe de filtrage spectral proposé présente ainsi un intérêt non négligeable dans ce domaine. Nous proposons de finaliser les expériences de générations d'horloges haut-débit. Deux points principaux sont proposés. Nous pensons d'abord qu'il faudrait réfléchir à un moyen de contrôler la forme temporelle des horloges générées à des fréquences supérieures à 800 GHz. Il serait également utile de caractériser le bruit basse-fréquence des signaux obtenus.

D'autre part, nous constatons que les fibres fortement non-linéaires sont en plein essor actuellement et nous pourrions ainsi revenir à l'objectif initial de ce projet en cherchant à les introduire dans des cavités lasers à blocage de modes passif. Nous dressons ici un état de l'art des fibres actuellement disponibles ainsi que de leurs performances. Nous voyons que des coefficients non-linéaires très élevés ont été obtenus par l'utilisation de nouveaux verres.

Pour finir, nous présentons les équations régissant la propagation d'une onde dans une cavité laser en prenant en compte le gain et l'inversion de population. La résolution utilise la méthode de Range-Kutta d'ordre 2. Nous donnons les paramètres utilisés pour la simulation notamment les caractéristiques de la fibre dopée erbium utilisée. Nous n'avons par manque de temps pas pu faire aboutir les programmes de simulations. C'est, il nous semble, la perspective à privilégier afin de pouvoir comprendre comment utiliser les fibres fortement non-linéaires et les réseaux de Bragg pour augmenter le taux de répétition des impulsions des lasers à blocage de modes passif.

Annexe A

Chirp et paramètre de couplage phase-amplitude dans les lasers à semi-conducteurs

A.1 Dynamique de gain

La variation de l'intensité due à l'émission laser en fonction de la modulation de courant s'exprime par la variation du gain en fonction du nombre N de porteurs injectés : c'est le gain différentiel G . Il s'exprime de la manière suivante :

$$G = \frac{\partial g}{\partial N} \quad (\text{A-1})$$

où g est le gain spectral et N la densité des porteurs. Plus grand est le G d'une structure, meilleure en est la réponse dynamique. Dans un laser à semi-conducteur à puits quantiques, le gain différentiel est de l'ordre de 10^{-15} .

A.2 Facteur de couplage phase amplitude

Dans les matériaux semi-conducteurs présentant une raie de fluorescence dissymétrique, les variations du courant provoquent des variations de la densité de porteurs et par conséquent des variations de la partie réelle de l'indice. Or, nous savons que la longueur d'onde d'émission d'un laser est liée à l'indice de réfraction du milieu. Ainsi, une variation Δn_{eff} entraînera une variation de la longueur d'onde d'émission de $\Delta \lambda$. La variation de la fréquence optique s'écrit alors :

$$\Delta \nu = -\frac{c}{\lambda} \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} \quad (\text{A-2})$$

avec n_{eff} l'indice effectif du mode guidé.

L'indice de réfraction dépend de la densité de porteurs dans la cas des semi-conducteurs pour la raison suivante : le gain est lié à la partie imaginaire de l'indice de réfraction et via les relations de Krämers-Kronig, la variation de cette partie imaginaire modifie la partie réelle de l'indice.

$$n(\nu) = n_{reel}(\nu) + in_{im}(\nu) \quad (A-3)$$

La partie réel correspond à l'indice du milieu tandis que la partie imaginaire traduit l'absorption relative (absorption ou gain selon le signe). L'indice dépend de la fréquence optique ν . Les relations de Krämers-Kronig montrent que lorsque la courbe de gain est symétrique, la variation de la partie réelle de l'indice est nulle à la longueur d'onde où le gain est maximum soit au centre, ce qui n'est pas le cas pour un gain on-symétrique. Or, un laser fonctionnera au maximum de la courbe de gain.

Ainsi, on définit le paramètre de couplage phase-amplitude, ou facteur de Henry, traduisant la variation couplée de la partie réelle de l'indice $n_{reel}(\nu)$ et imaginaire $n_{im}(\nu)$ avec la densité de porteurs N injectés dans la cavité. Dans le cas d'un gain symétrique, pour la longueur d'onde où le gain est maximum, le facteur de Henry est nul car l'indice optique à cette fréquence ne varie pas. Ce facteur prend la forme suivante :

$$\alpha_H = \frac{\frac{\delta n_{reel}(\nu)}{\delta N}}{\frac{\delta n_{im}(\nu)}{\delta N}} \quad (A-4)$$

A.3 Chirp et largeur d'impulsions

Une impulsion de forme gaussienne en fonction du temps prend l'expression :

$$E(t) = \exp[-at^2] \exp[i(\omega_0 t)] \quad (A-5)$$

La première exponentielle traduit l'amplitude et la seconde est la porteuse. L'intensité de cette impulsion vaut alors $I(t) = |E(t)|^2 = \exp(-2at^2)$. Ainsi, la largeur temorelle vaut :

$$\Delta t = \sqrt{\frac{2 \ln 2}{a}} \quad (A-6)$$

En appliquant la transformée de Fourier à $E(t)$, on obtient la forme spectrale suivante :

$$E(\omega) = TF[E(t)] = \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4a}\right) \quad (A-7)$$

Ainsi, la largeur spectrale de l'impulsion est égale à :

$$\Delta \nu = \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{\pi} \sqrt{a} \quad (A-8)$$

Des équations A-6 et A-8, on en déduit qu'une impulsion lumineuse ayant une forme gaussienne en fonction du temps et de largeur à mi-hauteur Δt , est régie en l'absence de chirp par la relation suivante liant Δt à $\Delta\nu$:

$$\Delta t \Delta\nu = \frac{2\ln 2}{\pi} \quad (\text{A-9})$$

Cette impulsion est alors dite en limite de Fourier.

Or, comme nous l'avons expliqué dans la partie précédente, la modulation de courant entraîne une modulation de fréquence. Ceci a pour conséquence produire un élargissement de la raie laser (plus couramment appelé « chirp ») qui constitue un inconvénient dans les télécommunications. En présence de chirp, la relation A-9 devient alors :

$$\Delta\nu \Delta\tau = \frac{2\ln 2}{\pi} \sqrt{1 + \alpha_H^2} \quad (\text{A-10})$$

On voit ainsi que le facteur d'élargissement est égal à $\sqrt{1 + \alpha_H^2}$.

Annexe B

Simulation de la propagation dans une cavité laser

B.1 Equations couplées

La modélisation d'une cavité laser utilisant le formalisme d'ondes propagatives, consiste à calculer l'évolution du champ laser et du signal de pompe durant leur progression dans la cavité résonnante. Le point de départ du modèle est l'utilisation de l'équation d'onde généralisée :

$$\nabla^2.E(x, y, z, t) - \mu_0\epsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 E(x, y, z, t)}{\partial t^2} = -\nabla \cdot \left[E(x, y, z, t) \cdot \left(\frac{\nabla \cdot \epsilon}{\epsilon} \right) \right] + \mu_0 \frac{\partial^2 P(x, y, z, t)}{\partial t^2} \quad (\text{B-1})$$

Ceci nous permet d'obtenir les équations suivantes pour le champ laser et l'intensité de pompe :

$$\left[\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right] E_s(z, t) = \frac{1}{2} \sigma_e E_s(z, t) [N_2(z, t) - \gamma_s N_1(z, t)] + \frac{1}{2} \frac{\Delta \Omega N_2(z, t) h \nu_s}{4 \pi \tau} \frac{1}{I(z, t)} \quad (\text{B-2})$$

$$\left[\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right] I_p(z, t) = -\sigma_p I_p(z, t) N_1(z, t) \quad (\text{B-3})$$

La première partie du membre de droite de l'équation B-2 représente le terme d'amplification provenant de la génération par le milieu de l'émission stimulée. Le second terme représente l'émission spontanée. L'équation B-3 caractérise l'évolution du signal de pompe au cours de sa propagation dans le milieu de gain. La pompe est en fait absorbée avec un temps de vie égal à $\sigma_p N_1(z, t)$. Le signal de pompe est considéré monochromatique et de longueur d'onde égale à 980 nm.

Comme nous le savons, l'erbium est un système à trois niveaux d'énergie. La transition entre les niveaux $^4I_{11/2}$ et $^4I_{13/2}$ étant très rapide, on peut la négliger et le système est

alors à 2 niveaux. On peut alors décrire l'évolution de la population du niveau supérieur par l'équation suivante :

$$\frac{\partial N_2(z, t)}{\partial t} = [R_{13}(z, t) + W_a(z, t)]N_1(z, t) - [W_e(z, t) + \frac{1}{\tau}]N_2(z, t) \quad (\text{B-4})$$

où N_0 représente la concentration totale d'ions erbium dans la fibre dopée est égale à la somme des populations des niveaux 1 et 2 pour le couple (z, t) . $W_a(z, t)$ et $W_e(z, t)$ définissent les taux d'absorption et d'émission du signal et $R_{13}(z, t)$ le taux d'absorption de la pompe.

Les différents taux sont définis de la manière suivante :

$$\begin{cases} R_{13}(z, t) = \frac{\sigma_p I_p(z, t)}{h\nu A_{eff}} \\ W_e(z, t) = \frac{\sigma_e P_s}{h\nu A_{eff}} \\ W_a(z, t) = \frac{\sigma_a P_s}{h\nu A_{eff}} \end{cases} \quad (\text{B-5})$$

L'équation B-4 est un bilan des variations de la population du niveau supérieur. Dans le second membre de cette équation, le premier terme de droite traduit l'accroissement de la population dû au pompage et à l'absorption du signal. On retrouve également un terme de décroissance, lié à l'émission du signal stimulé et aussi à la désexcitation spontanée caractérisée par une constante de temps τ .

Nous obtenons donc un système de 3 équations aux dérivées partielles. Il faudra ajouter des conditions aux limites à ce système notamment pour la pompe et le signal. Nous intégrerons alors les pertes dans les conditions aux limites afin de traduire les pertes intrinsèques dans la cavité et celles dues au coupleur de sortie.

Nous considérerons une cavité en anneau contenant un isolateur (un seul sens de propagation), ainsi le signal à la position $z = L_g$ sera réinjecté à la position $z = 0$ moins les pertes citées précédemment.

B.2 Résolution

B.2.1 Principe

Nous utilisons un changement de variable bien connu pour les lasers à semi-conducteurs afin de se ramener à un système d'équations différentielles, ce qui réduira le temps de résolution. On pose :

$$\begin{cases} u = \frac{v_g t + z}{2} \\ v = \frac{v_g t - z}{2} \end{cases} \quad (\text{B-6})$$

Ceci nous permet alors d'utiliser la méthode de Runge-Kutta ou d'Euler pour résoudre le système ainsi obtenu :

$$\begin{cases} \frac{\partial N_2(z, t)}{\partial t} = [R_1 \mathcal{Z}(z, t) + W_a(z, t)]N_1(z, t) - [W_e(z, t) + \frac{1}{\tau}]N_2(z, t) \\ \frac{\partial E_s(u, v)}{\partial u} = \frac{1}{2}\sigma_e E_s(u, v)[N_2(z, t) - \gamma_s N_1(z, t)] + \frac{1}{2} \frac{\Delta \Omega \tilde{N}_2(z, t) h \nu_s}{4\pi\tau} \frac{1}{I(z, t)} \\ \frac{\partial E_p(z, t)}{\partial u} = -\sigma_p I_p(u, v) N_1(z, t) \end{cases} \quad (\text{B-7})$$

B.2.2 Runge-Kutta d'ordre 2

Cette méthode est obtenue en prenant les différences centrées au premier ordre et utilise le calcul d'un point intermédiaire.

On considère le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial u} = fP(P(u, v), S(u, v)) \\ \frac{\partial S}{\partial v} = fS(P(u, v), S(u, v)) \end{cases} \quad (\text{B-8})$$

où u et v sont définis de la même manière que dans la section précédente.

La méthode de Runge-Kutta impose le calcul de points à mi-chemin, que l'on note kS et kP définis selon les équations ci-dessous :

$$\begin{cases} kP(u + \Delta u/2, v) = P(u, v) + h/2 * fP(P(u, v), S(u, v)) \\ kS(u, v + \Delta v/2) = S(u, v) + h/2 * fS(P(u, v), S(u, v)) \end{cases} \quad (\text{B-9})$$

dont on se sert alors pour calculer les points à l'itérations suivantes :

$$\begin{cases} P(u + \Delta u, v) = P(u, v) + h * fP(kP1(u + \Delta u/2, v), kS1(u + \Delta u/2, v)) \\ S(u, v + \Delta v) = S(u, v) + h * fS(kP1(u, v + \Delta v/2), kS1(u, v + \Delta v/2)) \end{cases} \quad (\text{B-10})$$

B.3 Méthode de résolution numérique

Le milieu de gain de longueur L est divisé en plusieurs segments de longueur Δz , appelée la résolution spatiale. Cette dernière fixe alors la résolution temporelle Δt par le biais de la vitesse de groupe. On envoie des conditions initiales fixées permettant de calculer les paramètres $E_s(u, v)$, $I_p(u, v)$ et $N_2(z, t)$ pour le point ($u=0, v=0$). Il est alors possible d'utiliser la méthode de Runge-Kutta afin de calculer le premier point intermédiaire de la première section de fibre dopée à l'erbium, puis la valeur des paramètres au point ($u = \delta z/2, v = -\delta z/2$). Ce processus est répété jusqu'à la fin de la fibre dopée.

Pour chaque section de fibre, les paramètres, $E_s(u, v)$, $I_p(u, v)$ et $N_2(z, t)$ calculés à la section précédente servent de conditions initiales au calcul des paramètres de la section courante.

B.4 Valeurs des paramètres

Les paramètres physiques :

Abréviations	Noms	Valeurs	Unités
c	Vitesse de la lumière	$3e^8$	m/s^2
h	Constante de Planck	$6.62e-34$	$kg.m^2.s^{-1}$

TABLE B.1 – Valeurs des principales constantes physiques utilisées en simulation.

Les paramètres de la cavité :

Abréviations	Noms	Valeurs	Unités
L	Longueur de cavité	x	m
L_{gain}	Longueur du milieu de gain	x	m
N_{slices}	Nombres de sections	x	sans unité
$res_{spectral}$	Résolution spatiale	$\frac{L+L_{gain}}{N_{slices}}$	m
ISL	Intervalle spectral libre	$\frac{c}{L+L_{gain}}$	Hz
res_{temp}	Résolution temporelle	$\frac{res_{spectral}}{c}$	m

TABLE B.2 – Paramètres de la cavité.

Les paramètres de la fibre dopée :

Abréviations	Noms	Valeurs	Unités
N0	Concentration de la fibre	$4.8e^{24}$	m^{-3}
σ_e	Section efficace d'absorption	$\frac{0.2303 \cdot 18.9}{N_0} = 9,07e^{-25}$	$Nepper/m$
σ_a	Section efficace d'émission	$\frac{0.2303 \cdot 13.35}{N_0} = 6.55e^{-25}$	$Nepper/m$
A_{eff}	Aire effective	$50e^{-12}$	m^2
τ	Taux de décroissance du niveau excité	$10.3e^{-3}$	s
ν	Fréquence du signal	$\frac{c}{\lambda_s}$	Hz

TABLE B.3 – Paramètres de la fibre dopée erbium.

Les paramètres de la pompe :

Abréviations	Noms	Valeurs	Unités
I0	Puissance de pompe	$250e^{-3}$	W
λ_p	Longueur d'onde de pompe	$980e^{-9}$	nm
σ_p	Section efficace d'absorption	$\frac{0.2303 \cdot 13.65}{N0} = 6.55e^{-25}$	<i>Nepper/m</i>
α_p	Coefficient d'absorption de pompe non-saturé	$\sigma_p * N0 = 3.14$	

TABLE B.4 – Paramètres de la pompe utilisés en simulation.

Annexe C

Compression d'impulsions

C.1 But

Pour les systèmes des télécommunications, il est utile d'avoir les impulsions les plus fines possibles vérifiant la limite de Fourier. Le but ici est donc d'obtenir des impulsions de l'ordre de la picoseconde en insérant pour cela de la fibre en sortie de la cavité. Nous disposons de différents types de fibre au laboratoire permettant de compresser telle que de la fibre à compensation de dispersion ou de la fibre fortement non-linéaire.

Le programme utilisé peut être utilisé à partir de n'importe quelle trace temporelle d'impulsions. Nous noterons qu'un exemple d'application a été donné dans le chapitre 2 afin de compresser les impulsions du train multi-impulsionnel.

C.2 Méthodologie

Nous utilisons de la fibre ayant un paramètre de dispersion D positif. Afin d'avoir une compression la meilleure possible, il faut respecter quelques points :

- N doit être supérieur à 1 pour avoir l'effet de compression
- N doit être inférieur à 2 pour garder la qualité de l'impulsion (pas de pieds)
- La puissance de travail P_m doit être inférieure à 100 mW (en moyenne soit 20 dBm) ; nous rappelons que la puissance crête vaut $P_0 = 2P_m$

N est l'ordre du soliton défini par $N = \sqrt{\gamma P_0 L_D}$ avec L_D la longueur de dispersion.

C.3 Simulation

C.3.1 Programme utilisé

Le principe est de récupérer la trace temporelle de notre impulsion d'entrée et d'appliquer les effets non linéaires induits par le passage dans de la fibre afin de connaître leur effet de compression ou d'étirement de la fibre et de trouver alors le bon compromis entre

longueurs de fibre et durée d'impulsion.

Pour cela, on utilise la modélisation de l'équation non-linéaire de Schrödinger telle que présentée dans le premier chapitre (méthode Split-step Fourier). On peut ainsi vérifier la largeur d'impulsion et du spectre après la traversée de chaque section de fibre et s'arrêter lorsque le produit des deux convient.

C.3.2 Interprétation des résultats

Nous avons par exemple effectué une simulation sur l'horloge à 170,8 GHz obtenue par filtrage spectral avec le réseau de Bragg. Le tableau ci-dessous récapitule les résultats de cette simulation afin d'obtenir une impulsion de 2 ps en sortie au lieu d'un signal sinusoïdale :

Fibre	γ	D	L_D	P_0^{min} pour $N > 1$	P_0 à utiliser	L à utiliser
	$W^{-1}km^{-1}$	ps/nm/km	km	mW	mW	km
SMF	1,2	17	0,16	5000	-	-
NZ-DSF	2,4	4	0,68	600	-	-
DSF	2,4	0,2	13,6	30	100	4
					200	3
		0,3	9	45	100	3
		0,4	6,8	60	100	2,5
HNL de Dijon	10	0,7	3,9	25	150	0,92

FIGURE C.1 – Résultats des simulations pour la compression d'impulsions.

Bibliographie

- [1] E. Snitzer, "Proposed fiber cavities for optical masers," *Journal of Applied Physics* **32**, pp. 36–39, 1961.
- [2] E. Snitzer, "Optical maser action of Nd^{3+} in a barium crown glass," *Physical Review Letters* **7**, pp. 444–446, 1961.
- [3] S. B. Poole, D. Payne et M. Fermann, "Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions," *Electronics Letters* **21**, pp. 737–738, 1985.
- [4] C.Kao et K. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies," *Proc. IEEE* **113**, p. 1151–1158, 1966.
- [5] W. Lamb, "Theory of an optical masers," *Physical Review Letter* **134(6A)**, pp. A1429–A1450, 1964.
- [6] K.Gürs et R.Müller, "Breitband-modulation durch steuerung der emission eines optischen masers (auskopple-modulation)," *Physcs Letters* **5**, pp. 179–181, 1963.
- [7] M.Didomencio, "Small-signal analysis of internal (coupling type) modulation of lasers," *Journal of Applied Physics* **35**, pp. 2870–2876, 1964.
- [8] L. Hargove, R. Fork et M. Pollac, "Locking of he-ne lasermodes induced by synchronous intracavity modulation," *Applied Physic letters* **5**, pp. 4–5, 1964.
- [9] S. Harris et R. Targ, "Fm oscillation of the he-ne laser," *Applied Physics Letters*. **QE-1**, pp. 12–20, 1964.
- [10] S. Harris et O. McDuff, "Theory of fm laser oscillation," *IEEE J. Electron.* **QE-1**, pp. 12–20, 1964.
- [11] R. Clure, "Mode-locking behavior of gas lasers in long cavities.," *Applied Physics Letters* **7**, pp. 148–150, 1965.
- [12] j.hIRANO et tkIMURA, "Generation of high repetition rate optical pulses by a he-ne laser," *Applied Physics Letters* **21**, pp. 186–198, 1968.
- [13] H. Mocker et R. Collins, "Mode competition and self-locking effects in a q-switched ruby laser," *Applied Physics Letters* **7**, pp. 270–273, 1965.
- [14] E.P.Ippen, C.V.Shank et A.Dienes, "Fm and am mode-locking of the homogeneous laser part i : theory," *Applied Physics Letters* **21**, pp. 348–350, 1972.

- [15] R. J. Mears, L. Reekie, I. Jauncey et D. N. Payne, "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at $1.54\ \mu\text{m}$," *Electronics Letters* **23**, p. 1026, 1987.
- [16] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole et D. N. Payne, "Low-threshold tunable cw and q-switched fibre laser operating at $1.55\ \mu\text{m}$," *Electronics Letters* **14**, 1986.
- [17] I. P. Alcock, A. C. Tropper, A. I. Ferguson et D. C. Hanna, "Q-switched operation of a neodymium-doped monomode fibre laser," *Electronics Letters* **22**, p. 84, 1986.
- [18] I. P. Alcock, A. I. Ferguson, D. C. Hanna et A. C. Tropper, "Mode-locking of a neodymium-doped monomode fibre laser," *Electronics Letters* **22**, p. 268, 1986.
- [19] I. Duling, L. Goldberg et J. Weller, "High-power, mode-locked nd : fiber laser pumped by an injection-locked diode array," *Electronics Letters* **24**, pp. 1333–1335, 1988.
- [20] G. Geister et R. Ulrich, "Neodymium-fiber laser with integrated-optic mode locker," *Optics Communications* **68**, pp. 187–188, 1988.
- [21] J. D. Kafka et T. Baer, "Mode-locked erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping," *Optics Letters* **14**, p. 1269, 1989.
- [22] M.W.Phillips, A.I.Ferguson et D.C.Hanna, "Frequency-modulation mode locking of a nd3+-doped fiber laser," *Optics Letters* **14**, pp. 219–221, 1989.
- [23] M.E.Fermann, M.Hofer, F.Haberl et S.P.Craig-Ryan, "Femtosecond fiber laser," *Electronics Letters* **16**, p. 1737, 1990.
- [24] M.H.Ober, M.Hofer et M.E.Fermann, "42-fs pulse generation from a modelocked fiber laser started with a moving mirror," *Optics Letters* **18**, p. 367, 1993.
- [25] M.Hofer, M.E.Fermann, F.Haberl, M.H.Ober et A.J.Schmidt, "Mode locking with cross-phase and self-phase modulation," *Optics Letters* **16**, p. 502, 1991.
- [26] A.E.Siegman, *Lasers*, University Science Books, second ed., 1986.
- [27] V.J.Matsas, T.P.Newson, D.J.Richardson et D.N.Payne, "Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation," *Electronics Letters* **28**, p. 1391, 1992.
- [28] K.Tamura, H.A.Haus et E.P.Ippen, "Self-starting additive pulsemode-locked erbium fiber ring laser," *Electronics Letters* **28**, p. 2226, 1992.
- [29] H.A.Haus, E.P.Ippen et K.Tamura, "Additive-pulse modelocking in fiber lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30**, p. 200, 1994.
- [30] H.A.Haus, K.Tamura, L.E.Nelson et E.P.Ippen, "Stretched-pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers : theory and experiment," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **31**, p. 591, 1995.
- [31] K.Tamura, L.E.Nelson, H.A.Haus et E.P.Ippen, "Soliton versus nonsoliton operation of fiber ring lasers," *Applied Physics Letters* **64**, p. 149, 1994.
- [32] K.Tamura, E.P.Ippen, H.A.Haus, L.E.Nelson et C.R.Doerr, "Stretched-pulse fiber laser," US Patent 5513194 1996.

- [33] I.N.Duling., "All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror.," *Optics Letters* **16**, p. 539, 1991.
- [34] J. Maran, *Lasers multi-longueurs d'onde à fibre dopée à l'erbium utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre-réaction*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie Laboratoire FOTON, Octobre 2005.
- [35] D.J.Jones, L.M.Zhang, J.E.Carroll et D. Marcenac, "Dynamics of monolithic passively mode-locked semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, p. 1051, 1995.
- [36] A. W. Snyder et J. D. Love, *Fiber Bragg gratings*, Academic Press, first ed., 1983.
- [37] X.Huang, A.Stintz, H.Li, L.F.Lester, J.Cheng et K.J.Mallov, "Passive mode-locking in 1.3 μm two-section InAs quantum dot lasers.," *Applied Physics letters* **78**, p. 2825, 2001.
- [38] Thompson et M.G.Etal, "Transform-limited optical pulses from 18 GHz monolithic mode-locked quantum dot lasers operating at 1.3 μm ," *Electronics Letters* **40**, p. 346, 2004.
- [39] E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, W. Sibbett, N. D. Il'inskaya, Y. M. Zadiranov, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, D. A. Livshits, A. R. Kovsh et N. N. Ledentsov, "High-power picosecond and femtosecond pulse generation from a two-sections mode-locked quantum-dot laser," *Applied Physics letters* **87**, p. 081107, 2005.
- [40] D. Bimberg, N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, Z. I. Alferov, P. S. Kop'ev et V. M. Ustinov, "InGaAs-GaAs quantum-dot lasers," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, p. 196, 1997.
- [41] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, K. Otsubo et H. Ishikawa, "Performance and physics of quantum-dot lasers with self-assembled columnar shaped and 1.3 μm emitting InGaAs quantum dots," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **6**, p. 462, 2000.
- [42] J. P. Reithmaier et A. Forchel, "Single-mode distributed feedback and microlasers based on quantum-dot material," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **8**, p. 1035, 2002.
- [43] D. Bimberg, M. Grundmann et N. N. Ledentsov, *Quantum-Dot Heterostructures*, U.K. : Wiley, first ed., 1999.
- [44] A.Martinez, C.Gosset, K.Merghem, F.Lelarge, J.Landreau, G.Aubin et A.Ramdane, "Subpicosecond pulse generation at 1.56 μm using a mode-locked quantum dot laser," in *Digest of European Conference on Optical Communications, paper Tu1.5.4*, Munich, September 2005.
- [45] F. Lelarge, "Recent advances on InAs/InP quantum dash based semiconductor lasers and optical amplifiers operating at 1550 nm," *IEEE Journal of selected Topics in Quantum Electronics* **13**, p. 111, 2007.
- [46] J. Renaudier, *Etude de l'autopulsation par verrouillage de modes passif dans les lasers à semi-conducteurs à réflecteur de Bragg distribué. Application à la récupération*

- d'horloge tout optique à 40 Gbit/s*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, Paris, Octobre 2006.
- [47] A. Akrouf, *Contribution à l'étude des lasers à verrouillage de modes à base de bâtonnets quantiques pour les applications en télécommunications*. Thèse de doctorat, Télécom Paris-Sud, Octobre 2009.
 - [48] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, second ed., 1995.
 - [49] U.Keller, K.J.Weingarten, F. X. Kartner, B. D.Kopf, R. I.D.Jung, C. Honninger, N.Matuschek et J. D. au, "Semiconductor saturable absorber mirrors (sesam) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid state lasers.," *IEEE Journal of selected topics in QUANTUM ELECTRONICS* **2**, p. 539, 1996.
 - [50] L. R. Brovelli, U. Keller et T.Chui, "Design and operation of antiresonantfabry-perot semiconductor absorbers for mode-locked solid-state lasers.," *J. Opt. Soc. Amer.B* **12**, p. 311, 1995.
 - [51] A. J. Demaria, D. A. Stetser et H. Heynau., "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers.," *Applied Physics Letters* **8**, p. 174, 1996.
 - [52] F. X. Kartner et U. Keller, "Stabilization of soliton-like pulses with a slow saturable absorber.," *Optics Letters* **20**, p. 16, 1995.
 - [53] I. D. Jung, F. X. K"artner, L. R. Brovelli, M. Kamp et U. Keller, "Experimental verification of soliton modelocking using only a slow saturable absorber.," *Optics Letters* **20**, p. 1892, 1995.
 - [54] L. R. Brovelli, I. D. Jung, D. Kopf, M. Kamp, M. Moser, F. X. K"artner et U. Keller, "Self-starting soliton modelocked ti :sapphire laser using a thin semiconductor saturable absorber.," *Electronics Letters* **31**, p. 287, 1995.
 - [55] E. D. SousaA, C. E. Soccolich, W. Pleibel, R. Stolen, J. Simpson et D. DiGiovanni, "Saturable absorber modelocked polarisation maintening erbium-doped fiber laser.," *Electronics Letters* **29**, p. 447, 1992.
 - [56] V.Roy, M.Olivier, M.Piche et F.Babin, "Collisions d'impulsions dans un laser à fibre à synchronisation modale passive.," *Optics letters, vol.18* **18**, p. 1447, 1993.
 - [57] M.Guy, D.Noske et J.Taylor, "Generation of femtosecond soliton pulses by passive mode locking of an ytterbium-erbium figure of eight fiber laser.," *Optics letters* **18**, p. 1447, 1993.
 - [58] D.Tang, W.Man, H.Y.Tam et P.Drummond, "Observation of bound states of solitons in a passively mode-locked fiber laser.," *Physical Review A* **64**, p. 033814, 2001.
 - [59] J.M.Soto-Crespo, N.Akmediev, Ph.Grelu et F.Belhache, "Quantized separations of phase-locked soliton pairs in fiber laser.," *Optics Letters* **28**, p. 17, 2003.
 - [60] Ph.Grelu, J.Beal et J.Soto-Crespo, "Solitons pairs in a fiber laser : from anomalous to normal average dispersion regime.," *Optics Express* **18**, p. 2238, 2003.

- [61] P. Grelu et J. Soto-Crespo, "Multisoliton states and pulse fragmentation in a passively mode-locked fiber laser.," *Journal of Optics B : Quantum Semiclass* **6**, p. 271, 2004.
- [62] P. Grelu et N. Akhmediev, "Soliton fragmentation in a fiber laser cavity with periods beyond the round trip time.," *Optics Express* **12**, p. 3184, 2004.
- [63] V. Royand, M. Olivier, M. Piche et F. Babin, "Pulse collisions in a stretched-pulse fiber laser.," *Optics Letters* **29**, p. 1461, 2004.
- [64] V. Roy, J. M. Olivier, M. Piche et F. Babin, "Bifurcation and multiple period soliton pulsations in a passively mode-locked fiber laser.," *Phys. Rev. E* **70**, p. 0612, 2004.
- [65] A. Lagrost, T. Chartier, M. Gay, T. N. Nguyen, P. Besnard, D. Massoubre et J. L. Oudar, "Régime multi-impulsionnel dans un laser à fibre dopée erbium contenant un absorbant saturable," in *XXV^e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Metz (France), Novembre 2004.
- [66] K. Yiannopoulos, K. Vysokinos, D. Tsiokos, E. Kehayas, N. Pleros, G. Theophilopoulos, T. Houbavlis et G. Guekos, "Pulse repetition frequency multiplication with spectral selection in fabry-perot filters," *Opt. Commun.* **221**, p. 331, 2003.
- [67] N. Berger, B. Levit, S. Atkins et B. Fischer, "Repetition-rate multiplication of optical pulses using uniform fiber bragg gratings," *IEEE J. Quantum Electron.* **40**, p. 157, 2004.
- [68] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson et B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides : Application to reflection filter fabrication.," *Applied Physics Letters* **32**, p. 642, 1997.
- [69] W. H. Bragg, "Bakerian lectures : X-rays and crystal structure.," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A* **215**, p. 253, 1915.
- [70] G. Meltz, W. W. Morey et W. H. Glenn, "Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method.," *Optics Letters* **14**, p. 823, 1989.
- [71] R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey et D. L. Williams, "All-fiber narrowband reflection gratings at 1500 nm.," *Electronics Letters* **26**, p. 730, 1990.
- [72] P. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi et W. A. Reed, "High pressure h₂ loading as a technique for achieving ultrahigh uv photosensitivity and thermal sensitivity in geO₂ doped optical fibres.," *Electronics Letters* **29**, p. 1191, 1993.
- [73] K. O. Hill et G. Meltz, "Lightwave applications of fiber bragg gratings," *IEEE Journal of Lightwave Technology* **15**, p. 1391, 1997.
- [74] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *IEEE Journal of Lightwave Technology* **15**, p. 56, 1997.
- [75] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*, Academic Press, second ed., 1992.
- [76] H. Kogelnik, *Guided-wave optoelectronics*, Academic Press, second ed., 1999.
- [77] A. W. S. et J. D. Love, *Optical waveguide theory*, Academic Press, second ed., 1983.

- [78] J. Skaar, *Synthesis and characterization of fiber Bragg gratings*. Thèse de doctorat, The Norwegian University of Science and Technology, Décembre 2000.
- [79] M. Popov, F. Carlsson et P.-Y. Fonjallaz, "Design and fabrication of superimposed fibre bragg gratings : towards the optimalit," *Proceedings of SPIE* **4943**, p. 56, 2003.
- [80] H. Kogelnik, "Filter response of nonuniform almost-periodic structures," *The Bell System Technical Journal* **108-126**, p. 56, 1976.
- [81] M. Yamada et K. Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach," *Applied Optics* **26**, p. 3474, 1987.
- [82] L. A.Weller-Brophy et D. G. Hall, "Analysis of waveguide gratings : a comparison of the results of rouard's method and coupled-mode theory," *Journal of the Optical Society of America A* **4**, p. 60, 1987.
- [83] T. Erdogan, V. Mizrahi, P. J. Lemaire et D. Monroe, "Decay of ultraviolet-induced fiber bragg gratings," *Journal of Applied Physics* **76**, p. 73, 1994.
- [84] S. R. Baker, H. N. Rourke, V. Baker et D. Goodchild, "Thermal decay of fiber bragg gratings written in boron and germanium codoped silica fiber," *IEEE Journal of Light-wave Technology* **89**, p. 1470, 1997.
- [85] K. Hill et G.Meltz, "Fiber bragg grating technology fundamentals and overview.," *Lightwave Technology, Journal of* **15**, p. 1276, 1997.
- [86] A. Lagrost, M. Gay, M. CostaeSilva, L. Bramerie, S. LaRochelle, Y.Kim, P.Besnard, A.Shen et G.Duan, "Optical clock generation at 170 ghz from a 42.5 ghz quantum dash fabry perot actively mode-locked laser filtered by a tunable multi-line notch filter," in *Post-deadline, Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO)*, Munich, Juin 2009.
- [87] A. Lagrost, M. CostaeSilva, M. Gay, L. Bramerie, S. LaRochelle, P.Besnard, A.Shen et G.Duan, "Tunable and variable clock generation up to 1.2 thz by filtering an actively mode-locked 42.5 ghz quantum dash fabry-perot laser with a reconfigurable filter," *OFC OWU2*, p. 26, 2010.
- [88] M. Katsuragawa, K. Yokoyama et T. Onose, "Generation of a 10.6-thz ultrahigh-repetition rate train by synthesizing phase-coherent raman-sidebands.," *Opt. Express* **13**, p. 5628, 2005.
- [89] Y. Ozeki, S. Takasaka, J. Hiroishi, R. Sugizaki, T. Yagi, M. Sakano et S. Namiki, "Generation of 1 thz repetition rate, 97 fs optical pulse train based on comb-like profiled fibre," *IEEE Electron. Lett.* **41**, p. 1048, 2005.
- [90] J. Fatome, S. Pitois, et G. Millot, "20-ghz-to-1-thz repetition rate pulse sources based on multiple four wave mixing in optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.* **42**, p. 1038, 2006.
- [91] S. Arahira, S. Oshiba, Y. Matsui, T. Kanii, et Y. Ogawa, "Terahertz-rate optical pulse generation from a passively mode-locked semiconductor laser diode," *Opt. Lett.* **19**, p. 834, 1994.

- [92] A. Lagrost, M. Gay, M. CostaeSilva, L. Bramerie, S. LaRochelle, Y.Kim, P.Besnard, A.Shen et G.Duan, "Horloge a 170 ghz generee a partir d'un laser fabry-perot a base de batonnets quantiques verrouille activement a 42,5 ghz couple a un filtre accordable a multi-raies spectrales," in *XXVIII^e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Lille (France), Juillet 2009.
- [93] O. Vaudel, *Étude de synchronisation de chaos par simple injection optique*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie Laboratoire FOTON., Octobre 2007.
- [94] M. CostaeSilva, A. Lagrost, L. Bramerie, M. Gay, P. Besnard, M. Joindot, J. C. Simon, A. Shen et G.-H. Duan, "Up to 425 ghz all optical frequency down-conversion clock recovery based on quantum dash fabry-perot mode-locked laser," *OFC PDPC4*, 2010.
- [95] J.Renandier, B.Lavigne, M.Jourdan, P.Gallon, F.Lelarge, B.Dagens, A.Accard, O.Legouezigou et G-H.Duan, "First demonstration of all-optical clock recovery at 40 ghz with standard-compliant jitter characteristics based on a quantum-dots self-pulsating semiconductor laser," *European Conference and Exhibition on Optical Communications (ECOC)* **6**, p. 31, 2005.
- [96] J. Knight, T. Birks, P. S. Russell et D. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.* **19**, p. 1547, 1996.
- [97] C. Quémard, F. Smektala, V. Couderc, A. Barthélémy et J. Lucas, "Chalcogenide glasses with high non linear optical properties for telecommunications," *J. Phys. Chem. Solids* **62**, p. 1435, 2001.
- [98] J. Harbold, F. Wise et B. Aitken, "Hse-based chalcogenide glasses 1000 times more nonlinear than fused silica," in *Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO)*, Munich, Juillet 2001.
- [99] J. Harbold, F. Ilday, F. Wise, J. Sanghera, V. Nguyen, L. Shaw et I. Aggarwal, "Highly nonlinear as-s-se glasses for all-optical switching," *Opt. Lett.* **27**, p. 119, 2002.
- [100] K. Kikuchi, K. Taira et N. Sugimoto, "Highly nonlinear oxide-based glass fibres for all-optical signal processing," *Electron. Lett.* **38**, p. 2002, 2002.
- [101] N. Sugimoto, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, K. Taira et K. Kikuchi, "Bismuth-based optical fiber with nonlinear coefficient of 1360 w-1km-1.," *OFC PDP26*, p. 26, 2004.
- [102] H. Ebendorff-Heidepriem, P. Petropoulos, S. Asimakis, V. Finazzi, R. C. Moore, K. Frampton, F. Koizumi, D. Richardson, et T. Monro, "Bismuth glass holey fibers with high nonlinearity," *Opt. Express* **12**, p. 5082, 2004.
- [103] A. Zakery et S. R. Elliott, "Optical properties and applications of chalcogenide glasses : a review," *J. Non-Cryst. Sol.* **330**, pp. 1–12, 2003.

- [104] J. M. Harbold, F. O. Ilday, F. W. Wise et B. G. Aitken, "Highly nonlinear ge-as-se and ge-as-s-se glasses for all-optical switching," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, p. 822, 2002.
- [105] J. T. Gopinath, M. Soljacic, E. P. Ippen, V. N. Fuflyigin, W. A. King et M. Shurgalin, "Third-order nonlinearities in ge-as-se glass for telecommunications applications.," *Appl. Phys.* **96**, p. 6931, 2004.
- [106] R. E. Slusher, G. Lenz, J. Hodelin, J. Sanghera, L. B. Shaw et I. D. Aggrawal, "Large raman gain and nonlinear phase shifts in high-purity as₂se₃ chalcogenide fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, p. 1146, 2004.
- [107] M. Asobe, T. Kanamori et K. Kubodera, "Ultrafast all-optical switching using highly nonlinear chalcogenide glass fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, p. 362, 1992.
- [108] M. Asobe, H. Itoh, T. Miyazawa et T. Kanamori, "Efficient and ultrafast all-optical switching using high n, small core chalcogenide glass fibre," *Electron. Lett.* **29**, p. 1966, 1993.
- [109] K. S. Abedin, "Observation of strong stimulated brillouin scattering in single-mode as₂se₃ chalcogenide fiber," *Opt. Express* **13**, p. 10266, 2005.
- [110] L. B. Fu, M. Rochette, V. G. Ta'eed, D. J. Moss et B. J. Eggleton, "Investigation of self-phase modulation based optical regeneration in single mode as₂se₃ chalcogenide glass fiber," *Opt. Express* **13**, p. 7637, 2005.
- [111] T. M. Monro, Y. D. West, D. W. Hewak, N. G. R. Broderick et D. J. Richardson, "Chalcogenide holey fibers," *Electron. Lett.* **36**, p. 1998, 2000.
- [112] T. Nguyen, *Etude de composants optiques à base de fibres optiques non-linéaires*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie Laboratoire FOTON, Octobre 2008.

Résumé

Ces travaux portent sur la génération d'un peigne de longueurs d'ondes à haut-débit pour les télécommunications. Ce manuscrit s'articule autour de trois grandes parties. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux cavités laser fonctionnant en blocage de modes passif. Les expériences ont notamment permis de générer à chaque aller et retour dans la cavité des paquets d'impulsions liées et séparées d'une période correspondant à une cadence de 100-160 GHz. Dans la seconde partie, nous montrons la possibilité de générer des horloges à haute cadence (100 GHz - 1 THz) en exploitant les bonnes propriétés des lasers à îlots quantiques à blocage de modes, par l'ajout de filtres. La sélection des fréquences a été réalisée, au début de la thèse, par l'application de points de température induisant des sauts de phase sur un réseau de Bragg à pas variable, puis par l'utilisation d'un filtrage spatial utilisant un appareil commercial. La stabilité des horloges optiques, de fréquences variables pouvant atteindre 1,5 THz, a été validée par des mesures de taux d'erreurs. Enfin, nous montrons qu'il est possible réaliser des convertisseurs de fréquence permettant de récupérer une horloge à la sous harmonique f à partir d'un signal binaire cadencée à $N \times f$. En conclusion, nous dressons les perspectives liées à ces résultats.

Abstract

This work deals with the generation of a wavelength comb for high-bit rate telecommunication systems. This thesis is decomposed in three parts. In the first part, passively mode-locked laser cavities are studied and the experiments have allowed a multi-pulse stream at high speed to be generated. In the second part, we show the possibility to generate high speed clock (100 GHz-1 THz) by exploiting the good properties of the quantum dots mode-locked lasers by adding filters. The frequency selection was made, at the beginning of the thesis, by the application of temperature points induced phase shift on a chirped fibre Bragg grating, then by using a spatial filtering using a commercial device. The stability of optical clocks, frequency variable up to 1.5 THz, was confirmed with bit error rate measurement. Finally, we show the possibility to achieve frequency converters allow to recover a sub-harmonic f clock from a binary signal clocked at $N \text{ times } f$. In conclusion, we draw the perspectives related to these results.